



TITLE:

重イオン核反応における前平衡 α 粒子放出機構の研究(Dissertation_全文)

AUTHOR(S):

宇都宮, 弘章

CITATION:

宇都宮, 弘章. 重イオン核反応における前平衡 α 粒子放出機構の研究. 京都大学, 1981, 理学博士

ISSUE DATE:

1981-03-23

URL:

<https://doi.org/10.14989/doctor.k2505>

RIGHT:

新	制
理	
3	60
京大附図	

学位申請論文

宇都宮 弘章

京都大学理学部物理学第二教室

新	市
理	
3 60	

京大附図

重イオン核反応における 前平衡 α 粒子放出機構の研究

宇都宮 弘章

目次

プロローグ	… 1
-------	-----

重イオン核反応の諸特徴

(1) 低エネルギー重イオン核反応	… 2
(2) de Broglie 波長	… 5
(3) 平均自由行程	… 8
(4) 軌道角運動量	… 10
(5) 言葉の問題	… 12

— 完全融合反応と

不完全融合反応 —

速軽粒子とは	… 15
--------	------

(1) 速軽粒子放出機構について	… 16
------------------	------

(2) 一般に軽粒子放出機構について	… 19
--------------------	------

研究の目的と経過	… 21
----------	------

論文の構成	… 24
-------	------

第 I 部

Preequilibrium α -particle Emission in Heavy-Ion Reactions

... 32

[Inclusive Measurement]

I-1 実験方法

(1) 実験施設 ... 33

(2) 角分布・エネルギー・スペクトルの測定 ... 36

(3) 重い残留核の測定 ... 38

(4) 核分裂片の測定 ... 38

I-2 実験結果と平易な結論

(1) $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ 系での反応断面積 ... 39

(2) α 粒子の角分布 ... 41

(3) α 粒子のエネルギー・スペクトル ... 43

(4) α 粒子の最確値エネルギー ... 44

— the most probable energy —

(5) $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ 系での他の軽粒子(p, d, t) ... 47
の測定

I-3 解析方法

(1) 蒸発スペクトル ... 48

I-4 解析結果

(1) エネルギー・スペクトル ... 53

(2) 核温度 ... 56

I-5 まとめと考察

(1) まとめ ... 59

(2) エネルギー緩和時間 ... 61

第 II 部

Study of α -particle Emission in the $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ Reaction ... 86

— Entrance Angular Momentum for Preequilibrium α Emission —

[Exclusive Measurement]

II-1 実験方法

(1) 実験器具の設営 ... 87

(2) 検出回路系 ... 92

II-2 実験結果と平易な結論

(1) Inclusive Measurement ... 94

(2) elastic breakup ... 96

(3) γ 線スペクトル ... 97

(4) 角分布 ... 98

(5) エネルギー・スペクトル ... 100

(6) 平均の γ 線多重度 ... 102

II-3 解析方法

(1) 統計理論 ... 104

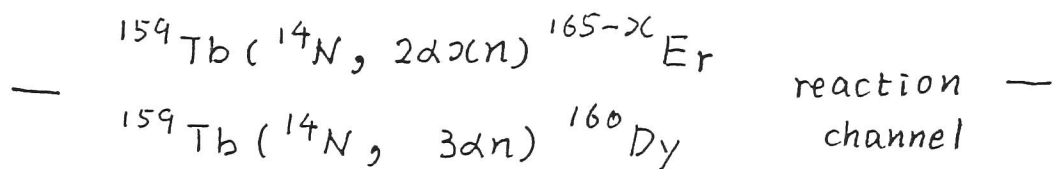
(2) Hot Spot モデルと統計計算 ... 110

(3) 角運動量の建設 ... 115

— γ 線多重度から角運動量へ —

II-4 解析結果

- (1) ^8Be , 励起した ^{12}C 放出に ... 119
由来する α 粒子



- (2) 前平衡 α 粒子 放出に関与する ... 123
平均の入射軌道角運動量

II-5 まとめと考察

- (1) まとめ ... 130

- (2) エネルギー緩和時間 ... 134

- (3) 一般化された臨界角運動量 ... 137

による $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, 2\alpha n)^{165-x}\text{Er}$,
 $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, 3\alpha n)^{160}\text{Dy}$ 反応チャネルの解釈

第Ⅲ部

Angular Momentum Transfer and Alignment Following

… 173

Preequilibrium α -particle Emission

Ⅲ-1 実験方法

(1) 実験状況

… 174

(2) 検出回路系

… 177

Ⅲ-2 実験結果と平易な結論

(1) エネルギー・スペクトル

… 178

(2) 核分裂片の角分布

… 179

Ⅲ-3 解析方法

(1) 核分裂片の角分布

… 182

Ⅲ-4 解析結果

(1) 移行角運動量と核整列

… 192

— χ^2 -fit の結果 —

(2) 前平衡の粒子放出に関する

… 194

平均の入射軌道角運動量

Ⅲ-5 まとめと考察

(1) まとめ

… 196

(2) 軽いオニ反応での核整列との比較 … 200

エピソード - " ... 221

謝辞 ... 228

参考文献 ... 234

付録

1. $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 弾性散乱の解析 ... 243

— 光学模型 と a quarter-point analysis —

2. $\alpha - \gamma$ (GeLi) 同時測定における ... 246

absolute cross section の求め方

3. γ 線多重度 ... 249

4. 完全融合反応に対する臨界 ... 255

角運動量 l_{cr} と grazing angular momentum l_{gr}

— Wilczyński と Bass の方法 —

5. Kinematics ... 263

Prologue

重イオン核反応の諸特徴

(1) 低エネルギー重イオン核反応

重イオン核反応を入射核のエネルギーによって分類する見方が近年の研究の蓄積と将来への展望に支えられて必然的になったかの感がある^{1,2)}。その際、分類の基準になるエネルギーは原子核に固有のいろいろな量（たとえば核子の結合エネルギー等）であり、入射核のエネルギーとしては入射核 A_1 と標的核 A_2 との複合系での 1 核子あたりのエネルギー ε

$$\varepsilon = \frac{E}{A_1 + A_2} \quad (1)$$

を用いる。ここに、 E は重心系の入射エネルギーである。図 1 にその分類¹⁾を示す。横軸は ε であり、縦軸は $A_1 + A_2$ である。基準になるエネルギーは、クーロン障壁 (E_c)、核内核子の結合エネルギー ($E_b \sim 8 \text{ MeV}$: b は boiling energy の頭文字)、核内核子のフェルミ・エ

ネルギー ($T_F \sim 30 \text{ MeV}$), π 中間子の質量エネルギー ($m_\pi c^2 \sim 140 \text{ MeV}$), 核子の質量エネルギー ($M_p c^2 \sim 940 \text{ MeV}$) である。これまでに急速に研究が進展してきたのは $E_c < E < E_b$ のエネルギー領域で, 完全融合反応 (Complete Fusion) 深部非弾性衝突 (Deep Inelastic Collision), 直接反応 (Direct Reaction) と呼ばれる反応過程が含まれる。 $E < E_c$ では, クーロン散乱, クーロン励起が主な反応過程である。 $E_b < E < T_F$ の領域では, 核子が沸とう (boiling) して, 多重粒子崩壊が起こると考えられている。さらに, $T_F < E < m_\pi c^2$ では入射核の速度が核物質中の音速 (密度波の伝播速度 $\sim 0.1c$, c は光速) を越え, 核の圧縮, 衝撃波の発生等, 高密度核物質の相が現われると考えられている。 π 中間子凝縮も期待されている。 $m_\pi c^2 < E < M_p c^2$ では, 中間子の発生を伴い, 核子, 中間子, 核子の励起状態からなるハドロン多体系の相が研究対象となるといえる。 $M_p c^2 < E$ においてはハイパロン (ラムダ, シグマ, ギンアイ粒

子)の発生が起こると共に相対論的効果が重要になるといわれている。

以上重イオン核反応を概括して $E_b < \varepsilon$ の領域を「高温高密度の核物理」と呼ぶことにすると、 $\varepsilon < E_b$ は「低温正常密度の核物理」であり、その中でもここで報告される核物理は $E_c < \varepsilon < E_b$ の領域である。ここには数多くの研究素材が豊かにあったし、未だあり続けている。いわんや...をや^{3,4)} と言えるであろうか。

(2) de Broglie 波長

重イオン核反応では，入射核の de Broglie 波長 (λ) が着目している系の大きさ (D) に比べて十分に小さいために古典的取扱いが許され軌道の概念が明瞭に定義されると言われる^{5,6)}。
 λ は，入射核の重心系のエネルギーを E ，換算質量を μ とすると

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2\mu E}} \quad (2)$$

である。 D としては，入射エネルギーがクーロン障壁より小さいときは最近接距離

$$D = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E} \quad (3)$$

にとればよくて

$$D / \lambda = 2\eta \gg 1 \quad (4)$$

が古典的描像が良いための条件である。 η はクーロン・ハロメータ (Sommerfeld parameter) で

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (5)$$

である。

入射エネルギーがクーロン障壁を越える場合は D として、入射核と標的核の半径の和

$$D = R_1 + R_2 \quad (6)$$

をとればよい。しかし、この条件は重イオン核反応のように強いクーロン力がある場合、緩すぎて、⁶⁾ 相対運動の de Broglie 波長 $\lambda(r)$

$$\lambda(r) = \frac{\hbar}{\sqrt{2\mu(E - V(r))}} \quad (7)$$

が、ポテンシャルの変化を特徴づける固有の長さ

$$\left| V(r) / \frac{dV(r)}{dr} \right| \quad (8)$$

に比べて十分に小さい⁶⁾ という強い条件が必要である。

(7)式で V としてクーロン障壁をとる。(8)式は Woods-Saxon ポテンシャルの表面での値をとると

$$\left| V(r) / \frac{dV(r)}{dr} \right| \simeq 2a$$

となる。 a は diffuseness で 0.5 fm くらいであるから、結局、相対運動の de Broglie 波長が 1 fm に比べて十分に小さいことが古典的描像が良いための目安となる。ちなみに、 $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応では $\lambda \approx 0.19 \text{ fm}$ となる。ここで、クーロンの半径パラメータとして 1.5 fm を用いた。また、(7)式は

$$\chi(r) = \frac{1}{\mu} \frac{\hbar}{\sqrt{2 \left(\frac{E - V(r)}{\mu} \right)}} \quad (9)$$

と変形されるが、この式はクーロン障壁を越えるエネルギーを核子あたり等しくしたとき、 μ (したがって入射核の質量) が大きいほど χ は小さいことを示している。重イオン核反応が軽イオン核反応に比べて古典的描像がよく成り立つことが理解できる。

(3) 平均自由行程

重イオン同士の衝突には多数の核子が関与しているために、多粒子-多空孔対が生じると考えられる。Nörenberg⁷⁾ はこのような重イオン間の衝突を核子-核間の衝突と比較した。表1は、陽子-核間の precompound reaction と重イオン核反応(典型として深部非弾性衝突)の比較の結果である。前者では、核内核子との衝突の第1回目での損失エネルギー Δ は、相互作用の時間(interaction time) R/v_{rel} との不確定性関係から

$$\Delta \approx \hbar \frac{v_{rel}}{R} \quad (10)$$

で与えられる。 R は相互作用の径(interaction radius), v_{rel} は相対速度である。全エネルギー E が核内核子に分与されるに必要な衝突回数 N は

$$N \approx E / \Delta \quad (11)$$

で評価される。また、このときの平均自由行

程 L は

$$L = R / N \quad (12)$$

で与えられる。

重イオン間の衝突に対して (10, 11, 12) 式を適用すると, 強いクーロン力は入射核と標的核の相対速度 v_{rel} を小さく, したがって (10) 式から Δ を小さくする。また (11) 式から衝突回数 N は大きくなり, その結果平均自由行程 L は小さくなるという著しい特徴が見られる。 $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応に対して計算した上記の諸量を表 1 に同時に載せておく。軽イオン核反応の precompound reaction と重イオン核反応 (深部非弾性衝突) を概念的に示すと図 2 のようになる。

(4) 軌道角運動量

低エネルギー重イオン核反応では古典的描像が良くて軌道の概念が有効であることは既に述べた。したがって重イオン核反応では衝突係数 (b : impact parameter) によって核反応機構を分類できると考えられている^{2,8)}。通常よく行なわれている方法は衝突係数の代わりに相対軌道角運動量 (l) を用いる方法である⁹⁾。相対軌道角運動量それ自身は量子力学で明確に定義される量であるが、重イオン核反応の場合には衝突係数 b に $l = kb$ で対応させて、その大小によって外縁衝突 (peripheral collision) とか近接衝突 (close collision) 等と呼ばれることが多い。ここに k は入射核の波数である。

図3に相対軌道角運動量による重イオン核反応の分類を示す。分類の基準となる l は grazing angular momentum (l_{gr}) と完全融合反応に対する臨界角運動量 (l_{cr} : critical angular momentum) である。 l_{gr} は、入射核と標的核が

ちょうどこすり合わせるような衝突をするときの軌道角運動量で、そのときの衝突係数を b_{gr} とすると、 $b > b_{gr}$ ではクーロン散乱とクーロン励起が起こり、 $b < b_{gr}$ では核力が働くと考えられる。 l_{cr} は $l < l_{cr}$ (したがって $b < b_{cr}$: b_{cr} は $l_{cr} = k \cdot b_{cr}$ で定義される臨界衝突係数) なる l (b) に対しては完全融合反応(ここでは簡単のために複合核反応と考えよ。(5) で明確に定義する)が起こるような境界値である。深部非弾性衝突に関与する l は、おおまかに言って l_{cr} と l_{gr} の間に存在すると考えられている。図4に衝突係数による反応過程の概念的分類、図5に重イオン核反応で見られるエネルギー・スペクトルの各反応過程による概念的分類を示す。

(5) 言葉の問題

— 完全融合反応と不完全融合反応 —

重イオニ核反応を議論するとき、未定義語とまでは言わないまでも通常使われている言葉ではあってもしばしば人によって意味するところが違っていたりすることが多い。その代表例に不完全融合反応という用語がある。この用語は単に誤解されやすいというだけでなく、本論文で報告される物理的内容とも深くかかわっているためにここで説明しておくことにする。

完全融合反応の意味を知るためには、その定義に必要な臨界軌道角運動量 l_{cr} ^{10, 11)} がどのように定義されるかを振り返るのがよい。 l_{cr} は、着目している系での相互作用ポテンシャルを $V_l(r)$ とすると、臨界半径 (R_{cr}) で入射核と標的核の間に働く力がちょうどゼロになるものなり、

$$\left. \frac{dV_\ell(r)}{dr} \right|_{r=R_{cr}} = 0 \quad (13)$$

となるような相対軌道角運動量として定義される。ここで $V_\ell(r)$ は

$$V_\ell(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2} + V_N(r) \quad (14)$$

で、右辺第一項はクーロンポテンシャル、第二項は遠心力ポテンシャル、第三項 $V_N(r)$ は核力ポテンシャルである。あると、 $\ell < \ell_{cr}$ なる ℓ に対しては、 $r = R_{cr}$ で入射核は全体として標的核から引力を感じ標的核に融合されてしまう。これを完全融合反応という。これに対して、 $\ell_{cr} < \ell < \ell_{gr}$ なる ℓ に対しては、主として動径方向に働く“まさっ力”のため入射核が標的核に一時的に接触した状態がつかられ、核子の移行・交換が起こるが、入射核は全体として標的核から斥力を感じているため最終的に入射核の主要な部分（標的核との間の核子のやりとり後、残った部分）は放出される。これは深部非弾性衝突の巨視的な描像である

が、先の完全融合反応に対して不完全融合反応と呼ばれることがある。

さて、完全融合反応では入射核は標的核に融合されてしまうのであるから、行く末は複合核を形成する。しかしながら、完全融合反応を複合核反応と呼ばないのは、入射核と標的核からなる複合系が熱平衡に到達する前の状態（これを前平衡状態と呼ぶことにする。）で軽粒子を放出するような過程を含んでいると考えるからである。

それでは翻って不完全融合反応では、初め入射核は全体として標的核から斥力を感じていたが、途中で軽粒子を放出したかためにポテンシャルが変わり、残りは引力を感じるようになって標的核と融合するような反応を含んでいると考えるべきである。これについては次章で再びふれることにする。以上の事情をポテンシャルの ℓ による変化で示したのが図6である。

速軽粒子とは

重イオン核反応における速軽粒子放出の研究は Britt と Quinton¹²⁾ のパイオニア的な仕事に始まって、近年とみに盛んになり¹³⁻²²⁾、重イオン核反応の研究の重要な柱の1つになったかの感がある。ここで、軽粒子とは陽子、重陽子、三重陽子を意味し、「速」という形容詞は次のような特徴を示す。

- (i) 角分布が強い前方ピークである。
- (ii) エネルギー・スペクトルは連続的であり複合核からの蒸発スペクトルに比べて高エネルギー成分が強く増加している。
- (iii) 軽粒子放出後、入射核と標的核の残りの複合系は融合しており、複合核反応に似た反応生成物（蒸発残留核もしくは核分裂片）をつくる。

現在提唱されている軽粒子放出に対するいくつかの反応機構の中から、上記の3つの条件が課せられた速軽粒子放出機構をここで簡

単に紹介する。また、それ以外の軽粒子放出機構を後半で述べる。この後者の反応機構に関しては、実験的には軽粒子放出後の残りの系について何らかの情報を得ない限り、常に大小の差こそあれ、その寄与があるといえる。

(1) 速軽粒子放出機構について

速軽粒子放出に対する可能な反応機構としては (i) 宇田川と田村²³⁾, Wu と Lee²⁴⁾ による "breakup fusion", (ii) Zolnowski et al.¹⁶⁾, Kishimoto²⁵⁾, また Siwek-Wilczynska et al.¹⁹⁾, Geoffroy et al.²⁰⁾ による "massive transfer", (iii) Gross と Wilczynski²⁶⁾ による "piston mechanism", そして (iv) 前平衡崩壊^{15,17,18,21)} が提唱されている。

(i) の "breakup fusion" は、第一段階は入射核の、軽粒子と重い破片 (heavy fragment) への breakup, 第二段階は重い破片と標的核の完全融合反応として特徴づけられる。

(ii) の "massive transfer" はいまや 2 つの反応機構を含む現象論的な用語になっていると思われる。1 つは one-step での重い粒子 (massive fragment) の直接移行反応の描像^{16,25)}で、他の 1 つは不完全融合反応としての描像^{19,20)}である。後者は、前章の終わりの部分で述べたように、入射核 P 全体は初め標的核 T から斥力を感じていたが、軽粒子を放出した結果入射核の残り R は標的核から引力を受けるようになり両者は融合するという反応機構を考えればよいだろう。このとき反応に関与する入射軌道角運動量 l_i は、P + T 系での完全融合反応に対する臨界角運動量を $l_{cr}(P+T)$ 、R + T 系でのそれを $l_{cr}(R+T)$ とすると

$$l_{cr}(P+T) < l_i < \frac{M_P}{M_R} \cdot l_{cr}(R+T) \quad (15)$$

に存在すると考えられている。ここに M_P , M_R はそれぞれ P と R の質量数である。(15)式による "massive transfer" の解釈を一般化された臨界角運動量 (generalized critical angular mo-

mentum)^{19, 20)} による解釈と言う。(iii)は, "ポスト運動"で入射核が標的核に衝突した位置のちょうど反対側から軽粒子が押し出されて放出される機構で, この軽粒子はビーム速度に対応するくらいのエネルギーをもっている。入ロチャネルの lower partial waves ほど前方角への軽粒子放出に関与するという特徴を持っている。(iv)の "前平衡過程" は, 完全融合反応の途中の, 全系がまだ熱平衡に達していない状態での軽粒子放出である。軽イオニ核反応で定着している "precompound reaction"^{27, 28, 29)} という呼称を使ってもよいだろうか, 理論的取扱いは重イオニ核反応では一層困難と思われる³⁰⁾。

以上4つの可能な速軽粒子放出機構は四者択一の関係にあるのではなくてそのうちのいくつか, あるいは全部が起こりうる反応機構であって, うまく条件を整えればそれぞれ優勢な現象として見ることもできるかもしれない。その選択要因として, 入射エネルギーお

よ U 入射核の クラスター構造 (軽粒子が特に α 粒子の場合) 等が考えられるだろう。

(2) 一般に軽粒子放出機構について

軽粒子の測定では、エネルギー・スペクトルが連続的であることも手伝って、「速」と「速」でない軽粒子の区別はつかないのが通常である。前節で述べられた以外の軽粒子放出機構としては、(i) 入射核の elastic breakup¹²⁾ (ii)、深部非弾性衝突による反応生成物の崩壊³¹⁾ (iii)、複合核反応³²⁾ が挙げられる。(i)は、入射核が軽粒子と重い破片に breakup しそのいずれも、また標的核も基底状態にあるような反応機構である。(ii)は、重イオン核反応で特徴的な深部非弾性衝突 (もしくは準弾性衝突) の結果生成される重い破片は通常励起しているために、それが飛行中に崩壊して軽粒子を放出する反応機構である。特に、軽粒子が α 粒子である場合、 ^8Be と励起した ^{12}C の崩壊は重要

である。iii)は、複合核の2つの崩壊様式のうちの1つである軽粒子蒸発過程（もう1つの崩壊様式は核分裂）である。

研究の目的と経過

研究の目的は、重イオン核反応における速軽粒子放出の反応機構、なかでも前平衡軽粒子放出機構を解明することである。研究経過は次のとおりである。

(i) 1977年4月 — 1978年12月

85 - 115 MeV (核子あたり 6 - 8 MeV) の ^{14}N ビームをいろいろな標的核 (^{209}Bi , ^{197}Au , ^{181}Ta , ^{169}Tm , ^{159}Tb) に入射したとき放出される α 粒子の角分布, エネルギー・スペクトル, 並びに ^{209}Bi 標的核では α 粒子放出後の残留核の生成断面積を測定し, 反応機構は 2 体反応が主要であり α 粒子放出後の残りの系は融合していること, 顕著な前方ピークの角分布, 複合核反応と比べて非常に高い近似的に単一の核温度をもったエネルギー・スペクトル等の諸特徴を明らかにした。また陽子, 重陽子, 三重陽子についても基本的に同じ特徴があることを示し, 入射エネルギーが核子あたり 6

- 8 MeV の重イオン核融合過程において前平衡軽粒子放出が重要であることを明らかにした。同時に、局所的に熱平衡に達した系 (hot-spot) の存在を提案し、その緩和時間等を評価した。

(ii) 1979 年 1 月 — 1980 年 3 月

$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応において、 α 粒子と γ 線の同時測定によって α 粒子放出に関与する反応過程として、elastic breakup, 深部非弾性衝突反応生成物の崩壊過程と前平衡過程とに分離し、各々の反応チャネルに対する角分布、並びにエネルギー・スペクトルを得た。さらに、平均の γ 線多重度の測定から移行角運動量の大きさを知るとともに、hot-spot モデルに基づく統計計算によって α 粒子放出に伴う残留核のスピン変化量を評価し、前平衡 α 粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量を得た。

(iii) 1980 年 4 月 — 1980 年 7 月

$^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応において、 α 粒

子と核分裂片の同時測定により前平衡 α 粒子
放出に伴う角運動量移行, 並びに核整列を決
定した。

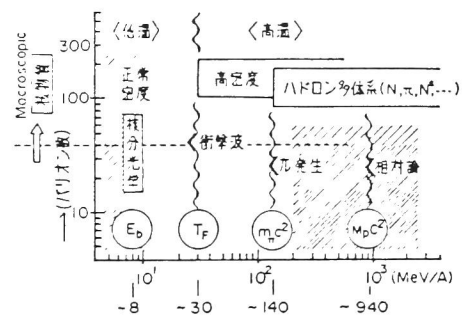
論文の構成

研究は大きく分けて3つの部分から成り立っており、それぞれ前章で述べた3つの実験期間に対応している。そこで以後、Part I, II, IIIに分けて3つの研究内容を順次報告する。

Characteristic quantities	Precompound reactions ($E \approx 100$ MeV)	Deeply inelastic collisions ($E \approx 100$ MeV)	$^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ 115 MeV
relative wave length at the Coulomb barrier	$\chi_{CB} \approx 1$ fm	$\chi_{CB} \leq 0.1$ fm	~ 0.2 fm
mean energy loss per step	$\Delta \approx 20$ MeV	$\Delta \approx 2$ MeV	~ 2.6 MeV
mean free path	$L \approx 2$ fm	$L \approx 0.2$ fm	~ 0.2 fm
number N of steps necessary for dissipating E	$N \approx E/\Delta \approx 5$	$N \approx E/\Delta \approx 50$	~ 40
energy fluctuation	$\Delta E \approx \sqrt{N} \Delta \leq E$	$\Delta E \approx \sqrt{N} \Delta \ll E$	
initial stage	few nucleons far away from equilibrium		
observable relaxing variables	E, ℓ	E or $E^* = E_1^* + E_2^*, A_1, Z_1/A_1, I_1, I_2, \ell, \Delta E^* = E_1^* - E_2^*, \dots$	
relaxation times	$\tau_{rel} \approx 10^{-21}$ sec	$\tau_{rel} \approx (10^{-21} \dots 10^{-20})$ sec	
instant of observation	not defined	frequently defined by the angle of observation $\tau_{int}(\theta) \approx (10^{-22} \dots 10^{-20})$ sec	

表 1

Comparison of precompound reactions (light-ion reactions)
and deep inelastic collisions (heavy-ion reactions)



核物質の励起エネルギーに伴う特性の変化.
半影を施した部分は世界に現存する加速器によって研究が進められる領域.

図 1 [文献'1)より]

E_b : binding(boiling) energy

T_F : Fermi energy

$m_\pi c^2$: rest mass of pion

$M_p c^2$: rest mass of nucleon(proton)

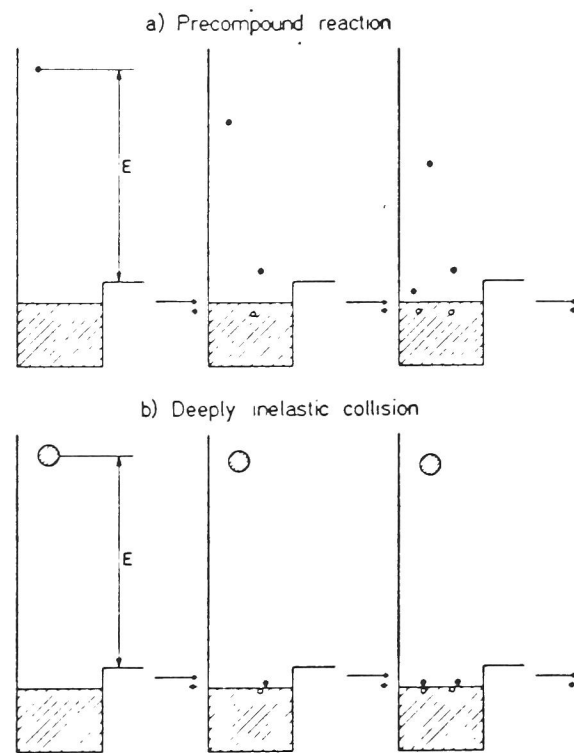


図 2. [文献 2) より]

Schematic picture of relaxation phenomena

(a) precompound reactions (light-ion reactions)

(b) deep inelastic collisions (heavy-ion reactions)

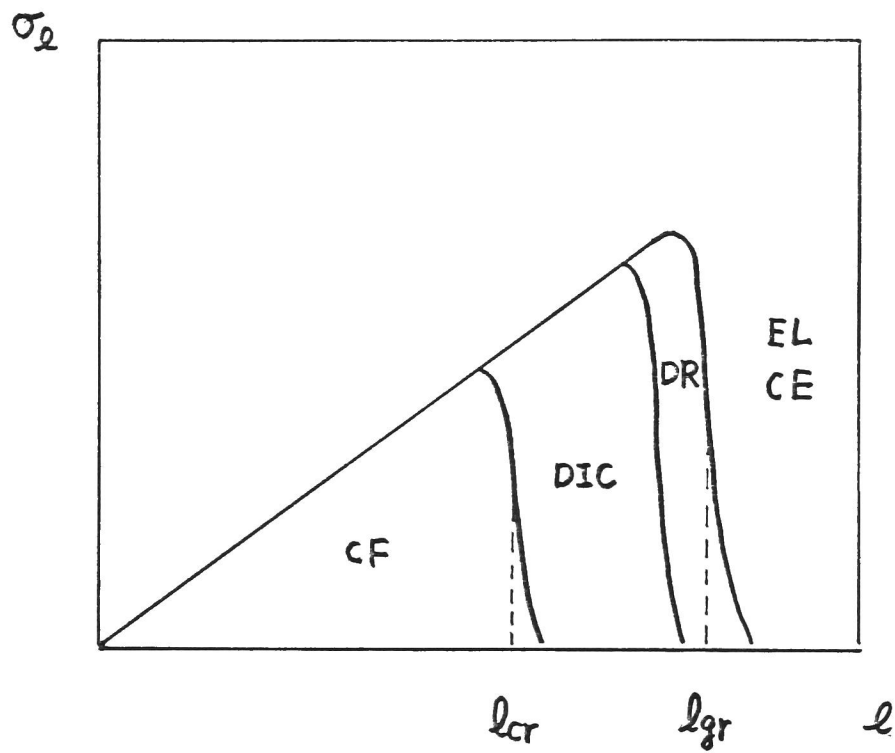


図 3

[文献 9) を参考にした]

Schematic presentation of the different classes of reactions

EL : elastic scattering

CE : Coulomb excitation

DR : direct reaction

DIC : deep inelastic collision

CF : complete fusion

l_{gr} : grazing angular momentum

l_{cr} : critical angular momentum for complete fusion

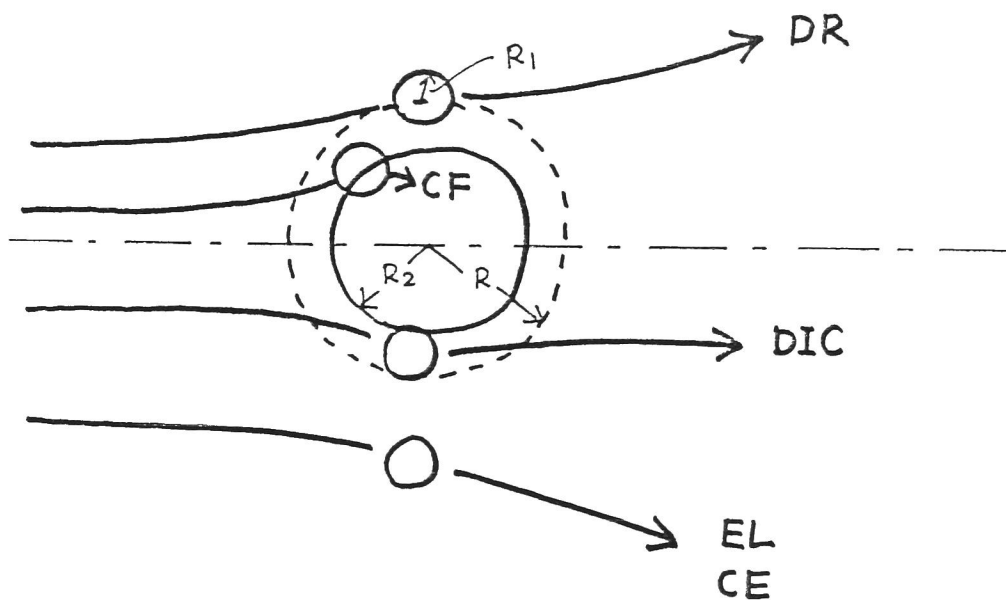


図 4

Classical picture for heavy-ion reactions

R_1 : radius of projectile

R_2 : radius of target nucleus

EL : elastic scattering

CE : Coulomb excitation

DR : direct reaction

DIC : deep inelastic collision

CF : complete fusion

[文献 7, 8) を参考にした]

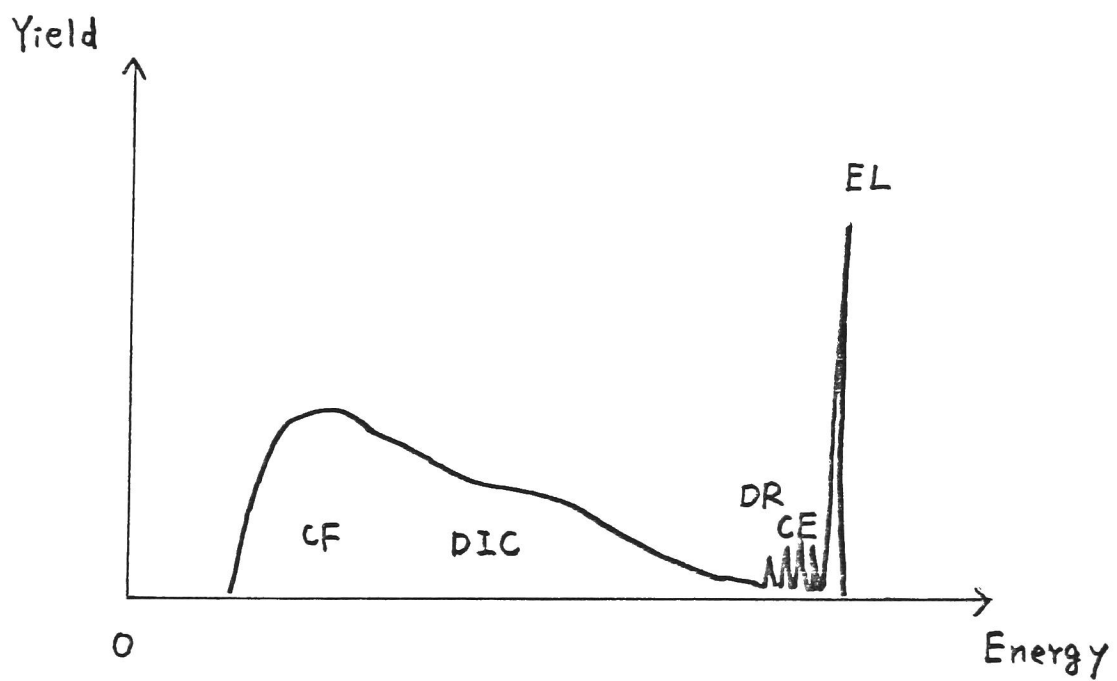


Fig 5 Schematical picture for the energy spectrum obtained in heavy-ion reactions

EL : elastic scattering

CE : Coulomb excitation

DR : direct reaction

DIC : deep inelastic collision

CF : complete fusion

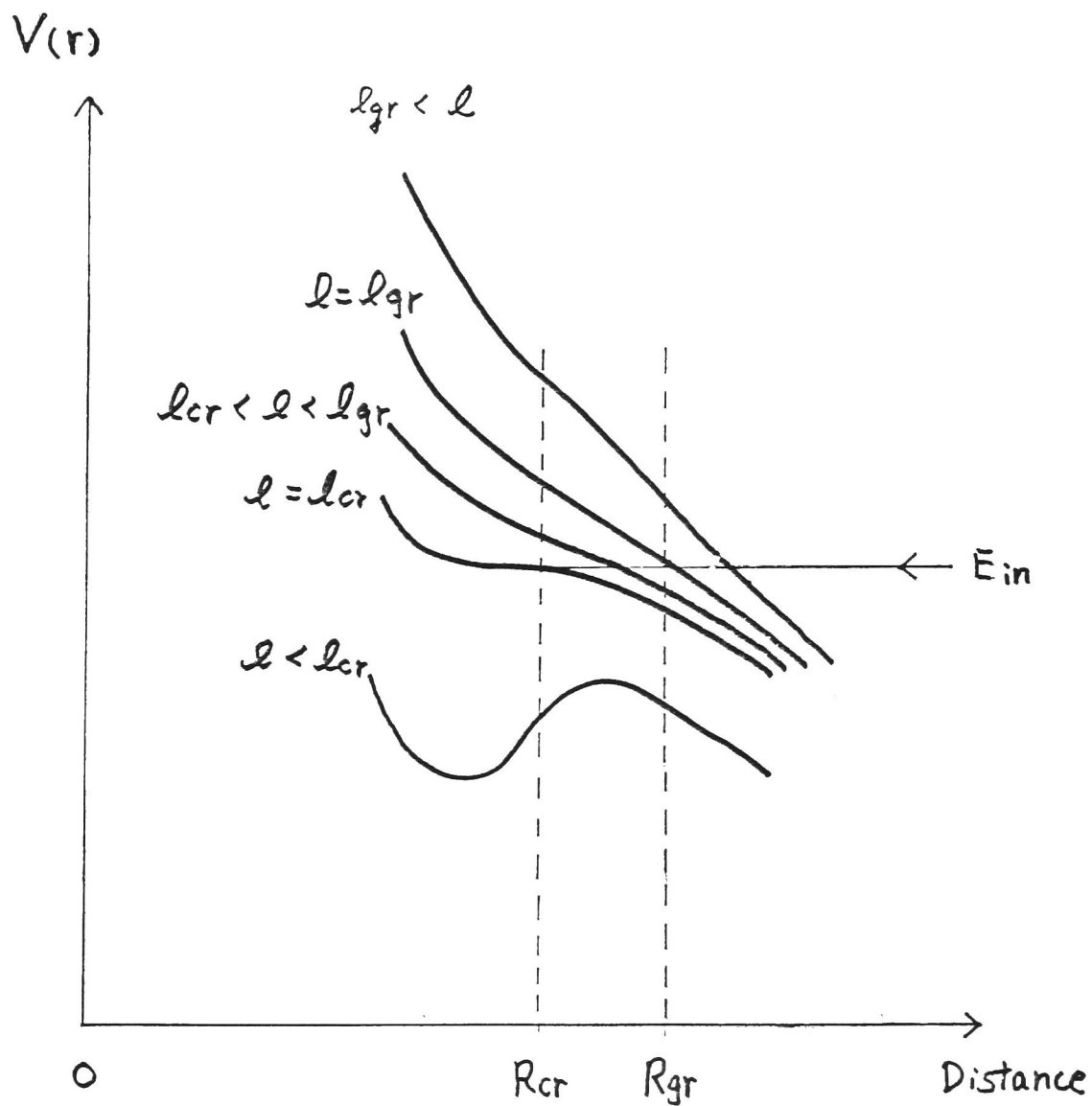


图 6

Schematical picture for the behavior of $V_\ell(r)$ when ℓ changes

R_{cr} : critical distance for complete fusion

R_{gr} : grazing distance

$\ell_{gr} < \ell$: CE, EL

$\ell_{cr} < \ell \leq \ell_{gr}$: DR, DIC

$\ell \leq \ell_{cr}$: CF

$$V_\ell(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 \ell(\ell+1)}{2\mu r^2} + V_N(r)$$

Part.I

Preequilibrium α -Particle Emission in Heavy-Ion Reactions

[Inclusive Measurement]

I-1 実験方法

(1) 実験施設

理化学研究所の 160 cm サイクロトロンの磁場の強さ, 高周波, イオンの最大軌道半径等の仕様を表 I-(i) に示す。加速粒子の種類と加速エネルギーは表 I-(ii) に示されている通りである。実験に用いたビームは $^{14}\text{N}^{4+}$ -85 95 MeV, および $^{14}\text{N}^{5+}$ -115 MeV である。ビームコースの概略を図 I-(1) に示す。サイクロトロンの加速されたイオンは, 双極電磁石 (Bending Magnet) による左右偏向, 四重極電磁石 (Q_0) による収束, 静電場による上下偏向を経て振り分け電磁石 (SW-Mag) に到る。ここでビームは 5 つのコースのうち実験目的に適したコースへ振り分けられる。原子核実験に使用されるコースは, SW-Mag で最も大きく振り分けられる #1, #5 コースと呼ばれる 2 つのコースである。(図 I-(1) で, #1 コー

ス は SW-Mag で 下方に 45° , 井 5 コース は 上方に 35° 振り分けられるコースである。) 井 1 コースへは, ビームは SW-Mag を通った後, ビーム・スポットの大きさを決める defining slit (図中 Baffle とある) を経て, ほとんどの全開にされているスリット S-1 を通り, 四重極電磁石 Q_2 によって散乱槽中心に像が結ばれる。この井 1 コースは直径 1 m の大型散乱槽を有し, 検出器系を水平面内で独立に動かせる 2 つの駆動機構 (ターン・テーブルとアーム) を備えており, 粒子を測定する実験に使われている。井 5 コースへは, ビームは SW-Mag 通過後, 四重極電磁石 Q_1 で収束され, defining slit S-5 を経て, 四重極電磁石 Q_5 によって散乱槽中心に像が結ばれる。このコースには, 直径 60 cm, 半円型の散乱槽が用意されており粒子検出器用の 1 自由度の駆動機構 (ターン・テーブル) を備えている。さらに, 半円型の散乱槽の平らな側面および上方から標的へ向けて, Ge(Li) や NaI(Tl) 等の γ 線検出器が設

置できるように なっている。そのため、粒子とY線の同時測定を得意としている。ビーム・スポットの大きさは実験目的によって変えられたが、最小で $1\text{mm} \times 2\text{mm}$ 、最大で $3\text{mm} \times 4\text{mm}$ を実現した。ビーム輸送効率¹⁾は、サイクロトロンを出た直後と散乱槽内標的上とのビーム電流の比で $1/20 \sim 1/10$ であった。サイクロトロンからのビームの素性は決して良いとは言えず、stray beam (さまよえるビーム) が本物のまわりに存在しているのが ZnS によって標的位置で確認された。このため、場合によってはビーム・コリメータまたは検出器系へのダブル・スリットの適用の工夫がなされた。

(2) 角分布, エネルギー・スペクトルの測定

入射核は 85, 95, 115 MeV の ^{14}N で, 標的核は ^{159}Tb , ^{169}Tm , ^{181}Ta , ^{197}Au , ^{209}Bi である。標的はいずれも self-supporting の金属箔で, 厚さは $2-4 \text{ mg/cm}^2$ である。これらのうち ^{209}Bi 標的は蒸着法によって製作し, 他は購入した。α粒子から N までの放出粒子は $30 \mu\text{m}$ と $2000 \mu\text{m}$ の表面障壁型半導体検出器 (SSB 検出器: Silicon Surface Barrier Detector) からなるカウンタ・テレスコープ検出器系で測定された。測定は, ほとんどの場合 15° から 165° まで 10° おきに行なわれた。反応断面積の絶対値は前方角で測定された弾性散乱をラカフォード散乱に規格化して求められた。 ^{181}Ta 標的核に対しては陽子重陽子, 三重陽子の測定も行なわれた。このときは 3 つの SSB 検出器 ($\Delta E: 100 \mu\text{m}$, $E_1: 2000 \mu\text{m}$, $E_2: 2000 \mu\text{m}$) からなるカウンタ・テレスコープが用いられた。 ΔE を厚くしたのは高エネルギー陽子に対する ΔE シグナルが

回路で決まるディスクリ・レベルを十分にクリアするため、Eカウンターを合計 $4000\mu\text{m}$ にしたのは高エネルギー陽子を正しく^{*}検出するためである。

標的核に含まれる ^{12}C や ^{16}O のような contamination は前方角での α 粒子の測定をしばしば困難にした。特に、入射エネルギーが $85, 95\text{ MeV}$ 、標的核が ^{209}Bi のときはその影響が大きかった。

* Eカウンターの厚さが $2000\mu\text{m}$ の場合、Range が $2100\mu\text{m}$ ($E + \Delta E$ の厚さ) 以上のエネルギー (≧ 18 MeV) の陽子は検出器を“つきぬける”ようになり、測定される全エネルギーは逆に 18 MeV より小さくなるため、エネルギー・スペクトルに 18 MeV 近辺からの“折れまがり”が生ずる。

(3) 重い残留核の測定

^{209}Bi 標的核については, $(^{14}\text{N}, xn)$ と $(^{14}\text{N}, \alpha xn)$
 $2\alpha xn$
反応で生成される重い残留核を測定した。この測定は, それら重い残留核の基底状態は α 崩壊を有するという事実に基づいている。 α 崩壊は in-beam法³³⁾によってビーム・バースト間で測定された。測定例を図 I-(2)に示す。

(4) 核分裂片の測定

$^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (85, 95 MeV) 反応では核分裂の反応断面積が測定された。核分裂片は 30 μm の薄い SSB 検出器 (ΔE カウンター) 内で止まった高エネルギー粒子として検出された。 E カウンターによる anti-coincidence 法で ΔE カウンター内で止まっていることが確認された。

I-2 実験結果と平易な結論

(1) $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ 系での反応断面積

表 I-(iii) に, $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (85, 95, 115 MeV) 反応で測定された反応断面積を示す。図 I-(13) に核分裂片の角分布を, 図 I-(4) に α 粒子の角分布を示す。反応断面積の測定から次のような簡明な事実がわかる。(i) 核分裂の反応断面積は全反応断面積の 90 % 以上を占めており, 核分裂は複合核のほとんどすべての崩壊様式である。複合核の, 中性子蒸発による崩壊の断面積は大変小さいため, 複合核から蒸発してくる α 粒子はほとんど無視できると考えられる。実際の反応領域では, α 粒子が複合核から蒸発する確率は中性子のそれと比べてはるかに小さい ($\sim 1/100$) ことから複合核反応の計算コード³⁴⁾ で確かめられた。(ii) α 粒子に対する反応断面積は, $(^{14}\text{N}, \alpha xn)$ と $(^{14}\text{N}, 2\alpha xn)$ 反応での重い残留核の生成断面積の和にほぼ等しい。こ

れは、入射核と標的核からなる複合系は α 粒子を放出した後、融合し中性子を蒸発して崩壊することを示している。また、 α 粒子放出は、 $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N} \rightarrow \alpha + ^{219}\text{Ra}$ のような二体反応過程で起こると考えられる。入射エネルギーが 115 MeV では、 α 粒子を放出した後複合系が核分裂を起こす反応断面積が約 60 mb あることがわかる。

(2) α 粒子の角分布

$^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ 反応での α 粒子の角分布は図 I-(4) に示されている。他のいろいろな標的核 ^{197}Au , ^{181}Ta , ^{169}Tm , ^{159}Tb に対する α 粒子の角分布は図 I-(5) に示す。 ^{209}Bi 標的核の場合でわかるように、入射エネルギーが大きくなるほど角分布はより前方ピークになっている。また、後方角 180° 付近において、複合核反応で期待される反応断面積の増加³³⁾は見られない。これは前節で得られた結論、すなわち複合核から蒸発される α 粒子は無視しえるという事柄に一致している。 $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ 系の α 粒子の角分布に grazing angle 付近（入射エネルギーが 85 MeV では 100° , 95 MeV では 70° , 115 MeV では 45° 付近）に小さなこぶ (bump) が見える。Be や B のような重い放出粒子はちょうどその角にピークをもった角分布を示す。この事実は、 α 粒子の角分布に見られるこぶは ^8Be 放出によるものであることを示唆しているように思

われる。 ^8Be 放出の寄与に関する議論は第 II 部で詳しく行なわれる。

他の標的核に対する α 粒子の角分布は, ^{209}Bi 標的核の場合と基本的に同じ性質をもっている。入射エネルギーが高くなるにつれて, また標的核の質量数 (原子番号) が小さくなるにつれて α 粒子の反応断面積は増加している。標的核の原子番号の減少は, 系のクーロン障壁の減少をもたらすため, 事実上入射エネルギーの増大に対応していると考えられる。しかし, $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応のように比較的軽い標的核と高いエネルギーの入射核の反応では, 複合核からの軽粒子蒸発過程がもはや無視しえなくなるように思われる。それは後方角 180° 付近で α 粒子の反応断面積が増加していることに現われている。角度について積分した, α 粒子の反応断面積を表 I-(iv) に要約する。

(3) α 粒子のエネルギー・スペクトル

図 I-6) に $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応において
いろいろな角度で測定された α 粒子のエネルギー・
スペクトルを示す。前方放出角になるにつれて高エ
ネルギー α 粒子の放出が増加している。エネルギー・
スペクトルの最大の特徴は、Maxwell 分布をしてい
ることにある。複合核反応での蒸発粒子のエネル
ギー・スペクトルを記述する統計公式 (後章参照)

$$N(E_\alpha) \propto E_\alpha \sigma_{inv}(E_\alpha) \exp(-E_\alpha/T) \quad (\text{I-1})$$

を思い起こさせる。核温度 T をパラメータとす
れば、後方角のみならず前方角へ放出された
 α 粒子のエネルギー・スペクトルは (I-1) 式
によってよく fit される (第 I-4 章参照)。

14) α 粒子の 最確値エネルギー —

— the most probable energy —

$^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (85, 95, 115 MeV) 反応に対する α 粒子の 最確値エネルギー (Emp : the most probable energy, エネルギー・スペクトルのピーク位置のエネルギー) を図 I-(7) の左側に示す。図 I-(7) の右側には ^{209}Bi , ^{181}Ta , $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応での α 粒子の Emp を示す。図中には, 出口チャネル ($\alpha + ^{219}\text{Ra}$ 系) でのポテンシャルの障壁の高さ (B_α : 簡単のためクーロン・ポテンシャルと呼ぶ) の値と, ビーム速度に対応する α 粒子の運動エネルギー (E_{inc}) を示す。 α 粒子の後方放出角では, Emp はクーロン・ポテンシャルの値に近く, 前方放出角になるにつれて単調に増大している。 $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (85, 95 MeV) 反応では Emp は前方角で E_{inc} に近い値を示すか, ^{209}Bi , ^{181}Ta , $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応では Emp は E_{inc} に比べて小さい。Emp は前方角においても入射核の速度によつ

て決定される量ではないと思われる。また、次節(5)で示されるが、陽子、重陽子、三重陽子の E_{mp} はほぼ一致している。これは E_{mp} の決定要因は、入射核の速度ではなくくもしそうなら、三重陽子は陽子の三倍のエネルギーをもつことになる)、出口チャネルのクーロン・ポテンシャルであることを示唆していると思われる。実際、表 I-(V) でわかるように、 ^{209}Bi , ^{181}Ta , ^{159}Tb 標的核について E_{mp} の差をとり、出口チャネルのクーロン・ポテンシャルの差と比較するとよく一致しているのがわかる。

エネルギー・スペクトルを説明する (I-1) 式は、また E_{mp} をよく説明する。クーロン・ポテンシャル以下の α 粒子を無視した inverse cross section $\sigma_{inv}(E_\alpha)$

$$\sigma_{inv}(E_\alpha) \propto \begin{cases} 1 - \frac{B_\alpha}{E_\alpha} & B_\alpha \leq E_\alpha \\ 0 & E_\alpha < B_\alpha \end{cases} \quad (\text{I-2})$$

を与えると、 E_{mp} は (I-1) 式の 1 階微分を 0

と お い て

$$E_{mp} = B_{\alpha} + T \quad (I-3)$$

となる。 E_{mp} の決定要因は、クーロン・ポテンシャル B_{α} と核温度 T であることがわかる。前方角での E_{mp} の増大は、核温度 T の増大に対応していると解釈される。

(5) $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ 系での他の軽粒子 (p, d, t)
の測定

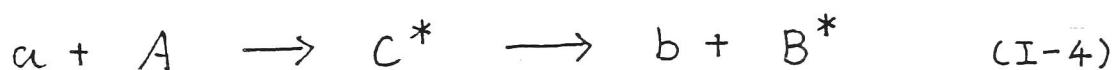
図 I-(8) に $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応で放出される陽子, 重陽子, 三重陽子の角分布を, 図 I-(9) にそれらのエネルギー・スペクトルを示す。比較のため α 粒子についても示してある。陽子, 重陽子, 三重陽子についても基本的には α 粒子と同じ性質を指摘できる。ただし, 陽子が α 粒子に比べてそれほど強い前方ピークの角分布を持たないのは, 複合核からの蒸発陽子の寄与が大きいためと考えられる。

I-3 解析方法

(1) 蒸発スペクトル

複合核から蒸発する粒子のエネルギー・スペクトルを与える式を Satchler³⁵⁾に従ってふりかえることにする。同じ基礎的な議論は Ericson³⁶⁾にも見られる。

次のような複合核反応を考える。



ここに、 a は入射核、 A は標的核、 C^* は複合核、 b は蒸発粒子、 B^* は残留核で、 $*$ は励起状態を表わす。入口チャネルを i チャネル、出口チャネルを f チャネルと呼ぶ。上記反応の断面積 σ_{if} は、複合核反応に対する生成過程と崩壊過程の独立性³⁷⁾ から

$$\sigma_{if} = \sigma_{ic} G_f^c \quad (\text{I-5})$$

で与えられる。ここに、 σ_{ic} は複合核形成の

断面積であり， G_f^c は複合核が着目している
 f チャネルに崩壊する確率を表わす。一方，
 reciprocity theorem から， σ_{if} はその逆過程
 の反応断面積 σ_{fi} と

$$k_i^2 \sigma_{if} = k_f^2 \sigma_{fi} \quad (I-6)$$

なる関係で結ばれる。ここで， k_i ， k_f はそれ
 ぞれ入射核と蒸発粒子の波数である。また，
 スピンはすべて無視している。 σ_{if} と σ_{fi} は
 そのままでは等しくなく，互いに出口チャネ
 ルの phase space ($p \sim p+dp$ の間の運動量に対
 する状態の数は p^2 に比例する) で割った量が
 等しいことに注意すべきである。(I-5, 6) 式

および $\sum_f G_f^c = 1$ を用いると， G_f^c は

$$G_f^c = \frac{k_f^2 \sigma_{fc}}{\sum_g k_g \sigma_{gc}} \quad (I-7)$$

で与えられることが容易に示される。ここに
 分母の和は複合核のすべての崩壊チャネルに
 対してとられる。このように，複合核の崩壊

確率は蒸発粒子の運動エネルギー (E_f) と,

inverse cross section σ_{fc} の積に比例している。

残留核 B^* の励起状態 $\varepsilon \sim \varepsilon + d\varepsilon$ のエネルギー単位の数 $\rho(\varepsilon)$ を用いて $\rho(\varepsilon)d\varepsilon$ で与えられる。 ε は、チャンネルで得られる最大の運動エネルギーを E_0 とすると

$$\varepsilon = E_0 - E_f \quad (I-8)$$

である。ここで系の慣性率は十分に大きいとし回転エネルギーは無視した。したがって $E_f \sim E_f + dE_f$ の運動エネルギーを持つ蒸発粒子の個数は

$$n(E_f)dE_f \propto E_f \sigma_{fc}(E_f) \rho(E_0 - E_f)dE_f \quad (I-9)$$

で与えられる。level density は励起エネルギーの増加と共に急速に増加するため自然対数をとった後、 E_f について1次まで展開した式

$$\ln \rho(E_0 - E_f) \approx \ln \rho(E_0) - E_f \left(\frac{\partial \ln \rho(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right)_{\varepsilon=E_0} \quad (I-10)$$

を用いて

$$p(E_0 - E_f) = p(E_0) \exp(-E_f/T) \quad (I-11)$$

$$\frac{1}{T} = \left(\frac{\partial \ln p(\varepsilon)}{\partial \varepsilon} \right)_{\varepsilon=E_0} \quad (I-12)$$

が与えられる。ここに、(I-12)式は熱力学におけるエントロピー $S (= \ln p(\varepsilon))$ と温度 T との関係式に他ならない。 T は核温度と呼ばれる。注意すべきことは、 T は複合核の温度ではなく、粒子蒸発後の残留核の温度であるということである。こうして蒸発粒子のエネルギー・スペクトルとして簡便な式

$$n(E_f) \propto E_f \sigma_{fc}(E_f) \exp(-E_f/T) \quad (I-13)$$

が得られる。この分布は Maxwell 分布と呼ばれる。大きな運動エネルギー E_f の領域では、 $\sigma_{fc}(E_f)$ は E_f と共に緩やかに変化する関数であるから、蒸発粒子のスペクトルは指数関数的にふるまう。一方、蒸発粒子が荷電粒子の場合、 $\sigma_{fc}(E_f)$ がクーロン・エネルギー付近の E_f に対して急速に減少する効果がエネルギー・スペクトルに現われる。

フェルミ・ガスモデルによれば、核温度 T は残留核の平均励起エネルギー U_{av} を用いて

$$aT^2 = U_{av} \quad (I-14)$$

で与えられる。 a は level density parameter と呼ばれ、残留核の質量数 A と経験的に

$$a = \frac{A}{\text{const}} \quad \text{MeV}^{-1} \quad (I-15)$$

なる関係がある。

I-4 解析結果

(1) エネルギー・スペクトル

測定された α 粒子のエネルギー・スペクトルは, spin-independent な核温度を用いた統計公式

$$N_{\alpha}(E_{\alpha}) \propto E_{\alpha} \sigma_{inv}(E_{\alpha}) \exp(-E_{\alpha}/T) \quad (I-13')$$

を用いて fit された。 E_{α} は α 粒子の運動エネルギー, $\sigma_{inv}(E_{\alpha})$ は inverse cross section である。核温度 T は α 粒子の放出角に依存した, free parameter として扱う。 $\sigma_{inv}(E_{\alpha})$ としては Igo³⁸⁾ による光学ポテンシャルによって計算された全反応断面積を用いた。図 I-(10) に, Igo³⁸⁾ と Satchler³⁹⁾ による光学ポテンシャルを用いた全反応断面積の計算結果を示す。両者の一致はよいと言える。(I-13') 式はエネルギー・スペクトルの形状をよく説明するが, まだこのままでは全体の分布を実験値に比べて 2-

3 MeV 高くする。これは Knox et al.⁴⁰⁾ によると核のひきみによるとされている。この効果は、 $\sigma_{inv}(E_\alpha)$ を計算するために用いた光学ポテンシャルの障壁の高さ B_α に取り入れられなければならない。そこで、 σ_{inv} を E_α / B_α の関数として与え、 B_α を free parameter として扱った。すなわち、(I-13') の代わりに

$$N_\alpha(E_\alpha) \propto E_\alpha \sigma_{inv}(E_\alpha / B_\alpha) \exp(-E_\alpha / T) \quad (I-13'')$$

を用いた。

図 I-11) に、 $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (85, 95 MeV) 反応での α 粒子のエネルギー・スペクトルを (I-13'') 式で fit した例を示す。この図では、縦軸に $N_\alpha(E_\alpha) / E_\alpha \sigma_{inv}(E_\alpha / B_\alpha)$ を、横軸に E_α をとって semi-log スケールでプロットしている。(I-13'') 式による fit の良さは、このプロットが傾き $-E_\alpha / T$ の直線上によく並んでいるところに見られる。すべての角度について best fit を得た結果、 B_α の値は放出角度に依らずほとんど一定であった。 B_α としてそれらの単純

平均をとり，固定し改めて核温度の best fit 値を得た。このようにして得られた best fit は図 I-(11) の実線で示されている。 α 粒子の前方放出角ほい傾きが緩やかになっているのかわかる。これは，核温度 T の値が大きいことに対応している。また， $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応の例は図 I-(6) の実線で示されている。

$^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応で測定された陽子，重陽子，三重陽子のエネルギー・スペクトルについても， α 粒子の場合と同じ手続で fit が行なわれた。その際使われた σ_{inv} は文献 41) の光学ポテンシャルを用いて計算された。best fit は図 I-(8) に実線で示されている。

(2) 核温度

エネルギー・スペクトルを (I-13") 式によって fit した結果、得られた核温度を α 粒子の放出角度の関数としてプロットしたのが図 I-12) である。実線は複合核反応で期待される平衡温度で、(I-14, 15) 式 $T^2 = U_{av} / a$, $a = A / 9 \text{ MeV}^{-1}$ から求められた。定数 9 はいま問題にしている系に対する経験値⁴²⁾ である。すべての場合において、求められた核温度は放出角の増加とともに単調に減少しており、後方角では平衡温度に近づいている。各々の α 粒子放出角に対して大変良く定義された単一の核温度は Weiner と Weström⁴³⁾ による hot spot (核表面付近に存在する局所的熱平衡系) の存在と結びつけて考えたとき重要な物理的意味をもつと考えられる。 α 粒子の放出角の増加を反応時間の経過に対応させて考えれば、図 I-12) は hot spot が反応時間の経過と共に "冷えてゆき"、ついには全系の熱平衡を実現する

過程と解釈することが出来る。このようにして導き出された核温度に対して (I-15) 式で関係づけられる A は, hot spot の "大きさ" (質量数) と解釈することが出来るかもしれない。図 I-(13) に $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (85, 95 MeV) 反応で導き出された A を α 粒子の放出角の関数として示す。核温度の場合と同じく反応時間の言葉で解釈すれば, 反応初期に形成された hot spot は時間の経過と共にその質量数を増し, 最終的に全系の熱平衡が実現されると考えられる。

図 I-(14) に $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応に対して得られた, 陽子, 重陽子, 三重陽子の核温度をそれらの放出角度の関数としてプロットしている。比較のため α 粒子に対して得られた核温度は実線で示されている。破線は平衡温度である。(平衡温度は, 陽子から α 粒子について事実上同じ値をとる。) 注目すべきことは, それら軽粒子について核温度はほぼ一致している。ただし, 陽子の場合はその角

分布 (図 I-18)) から も れ か る よ う に , 前 方 角
で も 複 合 核 か ら の 蒸 発 陽 子 の 寄 与 が 無 視 で き
な い た め 他 に 比 べ て 低 い 核 温 度 が 得 ら れ て い
る と 思 わ れ る 。 こ の い ろ い ろ な 軽 粒 子 に つ い
て ほ ぼ 同 一 の 核 温 度 を 得 る と い う 事 実 は hot-
spot か ら の 軽 粒 子 放 出 を 強 く 示 唆 し て い る と
思 わ れ る 。

I-5 ま と め と 考 察

(1) ま と め

第 I 部 について，これまで明らかにになったことをここに要約する。

(i) 入射エネルギー $6.1 - 8.2 \text{ MeV/amu}$ の ^{14}N と重い標的核との衝突で放出される α 粒子のほとんどは，基本的に次のような二体反応過程から生じている。



ここに，T は標的核，R は残留核を示す。R は ^{209}Bi 標的核の場合に測定された。R はいくつかの中性子を放出するか核分裂を起こし複合核の崩壊と同じ崩壊様式をもつ。

(ii) 放出軽粒子の最確値エネルギー (E_{mp} : the most probable energy) は出口チャネルのクーロン障壁と核温度で決定される。 E_{mp} は，前方放出角においても入射核の速度には対応しない。

(iii) 放出軽粒子のエネルギー・スペクトルは Maxwell 分布をしており，蒸発スペクトルを記述する統計公式

$$N_{\alpha}(E_{\alpha}) \propto E_{\alpha} \sigma_{inv}(E_{\alpha}/B_{\alpha}) \exp(-E_{\alpha}/T)$$

によって大変良く fit される。その際，核温度 T は放出角度に依存する free parameter として扱った。

(iv) 導き出された核温度は，陽子，重陽子，三重陽子についてほぼ同じ値になり，前方放出角では高く（4-6 MeV），角度の増加と共に単調に減少し，最後方角では平衡温度に近い値を示す。

(v) 前平衡過程での軽粒子放出に対する巨視的な描像として提唱された，Weiner と Weström⁴³⁾ による hot spot モデルは核温度に対する物理的裏付けを与えると共に，(iv) を hot spot の反応時間の経過に伴う“冷却過程（cooling down process）”と解釈あることを可能にする。

(2) エネルギー緩和時間

粒子放出角度の関数として導き出された核温度 $T(\theta)$ から系の平衡温度 T_{eq} を差し引いた量 $T(\theta) - T_{eq}$ を, θ に対してプロットすると図 I-15) となる。すべての場合に近似的に

$$T(\theta) - T_{eq} \propto \exp(-\theta/\mu) \quad (I-15)$$

の関係が成立している。ここに, μ は崩壊定数で, 同じ標的核に対しては入射エネルギーが大きいほど大きな値をとり, 同じ入射エネルギーでは標的核が軽くなるにつれて大きな値をとる。

$T(\theta)$ を hot spot⁴³⁾ の核温度と解釈すると, 放出角 θ が反応時間に関係づけられれば, (I-15) 式は, 核子-核子多重散乱⁴³⁾ による, hot spot のエネルギー緩和現象を示していると考えられる。そのとき μ はその緩和時間 τ_{as} に変換されるだろう。

以上の考えから, hot spot の形成について

重イオン核反応で慣習的にとられる次のような巨視的描像をとる。標的核の核表面に接触している入射核を考える。その接触部は、radial friction によって急速に熱せられ、近似的に局所的熱平衡系 (hot spot) が形成されるとする。一方、tangential friction は入射軌道角運動量を系全体の回転の角運動量に移行すると考える。 α 粒子は、その回転する系の表面に存在する hot spot から平均として回転の接線方向に放出されるとする。このとき、 α 粒子の放出角は回転する系の回転角に容易に関係づけられる。

回転運動に対して sticking condition ⁴⁴⁾ を適用すると、相対的な回転の角運動量 l_R は、入射軌道角運動量 l_i を相対運動の慣性能率 mR^2 および入射核と標的核の内部慣性能率 $\frac{2}{5}A_1R_1^2$ $\frac{2}{5}A_2R_2^2$ に分割して

$$l_R = l_i \frac{mR^2}{mR^2 + \frac{2}{5}A_1R_1^2 + \frac{2}{5}A_2R_2^2} \quad (I-16)$$

で与えられる。ここに, A_1, A_2 はそれぞれ入射核と標的核の質量数, R_1, R_2 はそれらの半径, $R = R_1 + R_2$, m は換算質量 $A_1 A_2 / (A_1 + A_2)$ である。また, 剛体慣性能率を用いている。回転の角速度 ω は, 回転の角運動量 l_R を慣性能率 $m R^2$ で割って

$$\omega = \frac{l_R}{m R^2} \quad (\text{I-17})$$

で与えられる。 ω を使って, 崩壊定数 μ は, hot spot の崩壊時間 (τ_{hs} : エネルギー緩和時間) に,

$$\tau_{hs} = \frac{\mu}{\omega} \quad (\text{I-18})$$

で変換される。

よって, ここでは簡単のため入口チャネルを特徴付ける軌道角運動量として, grazing angular momentum l_{gr} と完全融合反応に対する臨界角運動量 l_{cr} をとる。表 I-(vi) に, 標的核と入射エネルギーのいろいろな組み合わせに対して評価された τ_{hs} の値をまとめる。

l_{gr} と l_{cr} は Bass¹¹⁾ の方法 (付録 4 参照) で

計算された。 τ_{hs} は l_i のとり方に本質的に差はなく 約 2×10^{-21} と評価された。ここで得た τ_{hs} の値は深部非弾性衝突⁴⁴⁾から評価された緩和時間とほぼ一致している。

着目している α 粒子放出に関与する l_i が、
という値をとるかは第II部で明らかにされる。

この節では、 l_i が系全体の回転の角運動量に移行されるという考え方に立っているが、
もう一つの描像として hot spot 自身が l_i を保持している場合が考えられる。この描像に基づくと、hot spot モデルに統計理論が大変うまく適用されることから第II部で示される。また、緩和時間についても第II部考察で再び触れる。

最後に、 α 粒子が hot spot から系の回転の接線方向に放出されるという仮定は、hot spot の内部熱運動および出口チャネルのクーロニカの効果を考えれば粗い仮定であることを指摘しておく。また、形成されたばかりの、

hot spot から放出された α 粒子が必ずしも 0° で観測されるには限らない。これは, hot spot がいつ形成されるかという問題と結びついて
いる。

Table I-(i)

理研160cmサイクロトロン	
磁 場 強 度	0.5~2.0 Wb/m ²
高周波周波数	6.0~12.5 MHz
最大軌道半径	73 cm
電 磁 石 重 量	310 トン
電 磁 石 電 源	450 kW
高 周 波 出 力	150 kW
真 空 ポ ン プ	32吋油拡散ポンプ
真 空 度 (運 転 中)	1~3×10 ⁻⁶ Torr
イオン源 { 軽イオン源	H ⁺ , D ⁺ , ³ He ⁺⁺ , ⁴ He ⁺⁺ (α粒子)
{ 重イオン源	B ³⁺ , C ⁴⁺ , N ⁴⁺ , N ⁵⁺ , O ⁵⁺

理研160cmサイクロトロンの仕様

Table I-(ii)

イオン	エネルギー (MeV)
陽 子 (H ⁺)	4~ 18
重陽子 (D ⁺)	8~ 26
ヘリウム3 (³ He ⁺⁺)	12~ 50
ヘリウム4 (⁴ He ⁺⁺)	16~ 52
B ³⁺	65~ 75
C ⁴⁺	65~100
N ⁴⁺	65~100
N ⁵⁺	60~125
O ⁵⁺	65~125
ネオン (Ne ⁶⁺)	82~160

理研160cmサイクロトロン性能表

Table I-(iii)

Summary of the experimental cross sections in the $^{209}\text{Bi}+^{14}\text{N}$ reaction at 85, 95 and 115 MeV.

	Cross section (mb)		
	85 MeV	95 MeV	115 MeV
Fission	890±65	1350±100	not measured
$\sigma_{\text{tot}}^{\text{a)}$	990	1440	2100
α particles ^{b)}	42±6	(63)	210±20
Heavy residues produced in ($^{14}\text{N}, \text{xn}$)	5±1	3±1	very small
(A): ($^{14}\text{N}, \alpha \text{xn}$)	31±3	49±8	55±8
(B): ($^{14}\text{N}, \alpha \text{pxn}$)	---	---	5±2
(C): ($^{14}\text{N}, 2\alpha \text{xn}$)	3±1	3±1	45±10
(A)+(B)+(C)x2	37	55	150

a) Total reaction cross sections calculated from the classical sharp cut-off approximation, i.e., $\sigma_{\text{tot}} = \pi R^2 (1 - V_c/E_{\text{cm}})$, in which $R = 1.55(A_p^{1/3} + A_t^{1/3})$ fm, $V_c = 64.7$ MeV and E_{cm} is the projectile energy in the c.m. system, A_p and A_t being masses of projectile and target, respectively.

b) Estimated from the smooth extrapolation of the observed angular distributions at very forward and backward angles. In the case of the 95 MeV incident energy, the given value has a large uncertainty due to lack of the data at angles smaller than 30° .

Table I-(iv)

Total cross sections of α particles in the ^{14}N -bombardment of various targets.

Incident energy (MeV)	Target	Cross section (mb)
85	^{159}Tb	206 ± 29
	^{169}Tm	150 ± 20
	^{181}Ta	80 ± 11
	$^{197}\text{Au}^{\text{a}}$	$(60)^{\text{a}}$
	^{209}Bi	42 ± 6
115	^{159}Tb	600 ± 45
	^{181}Ta	320 ± 25
	^{209}Bi	210 ± 20

a) Roughly estimated by assuming that the angular distribution at forward angles is the same as that for the ^{209}Bi target.

Table I-(v)

The most probable energies (E_{mp}) and Coulomb-barrier heights (B_{α}) for α particles observed in the 115 MeV ^{14}N -bombardment.

Target	E_{mp} (MeV) ^{a)}				B_{α} (cal) ^{b)} (MeV)	B_{α} (emp) ^{c)} (MeV)
	20°	30°	40°	Average		
(A) ^{209}Bi	26.3	25.6	25.1		21.7	20.3
(B) ^{181}Ta	23.9	23.3	22.6		19.7	17.9
(C) ^{159}Tb	22.3	21.5	20.8		18.2	16.3
(A)-(B)	2.4	2.3	2.5	2.4	2.0	2.4
(B)-(C)	1.6	1.8	1.8	1.7	1.5	1.6

a) The E_{mp} values at forward angles obtained by drawing a smooth curve through the data points shown in Fig. 7. The uncertainty is considered to be less than 0.5 MeV.

b) Calculated by optical potentials given in ref. 17) for s-wave α particles.

c) Obtained from the best fits by eq. (1) given in the text.

Table I-(vi) Relaxation time deduced from the hot-spot model

target	E _{proj} (MeV)	$\omega^a)$ (10 ²⁰ rad/sec)	$\omega^b)$	μ (deg)	$\tau_{hs}^a)$ (10 ⁻²¹ sec)	$\tau_{hs}^b)$	ℓ_{cr} (\bar{n})	ℓ_{gr} (\bar{n})
²⁰⁹ Bi	85	3.4	2.8	36	1.9	2.3	27	32
²⁰⁹ Bi	95	4.5	3.8	50	2.0	2.3	37	43
²⁰⁹ Bi	115	6.1	5.2	69	1.9	2.3	50	59
¹⁹⁷ Au	85	3.8	3.3	42	1.9	2.2	29	34
¹⁸¹ Ta	85	4.8	3.7	49	1.8	2.1	33	38
¹⁸¹ Ta	115	7.8	6.5	75	1.7	2.0	51	61
¹⁶⁹ Tm	85	5.5	4.8	54	1.7	2.0	34	39

a) $\ell_i = \ell_{gr}$

b) $\ell_i = \ell_{cr}$

moment of inertia : $\mathcal{I} = \frac{2}{5}AR^2$ $R=1.25A^{1/3}$

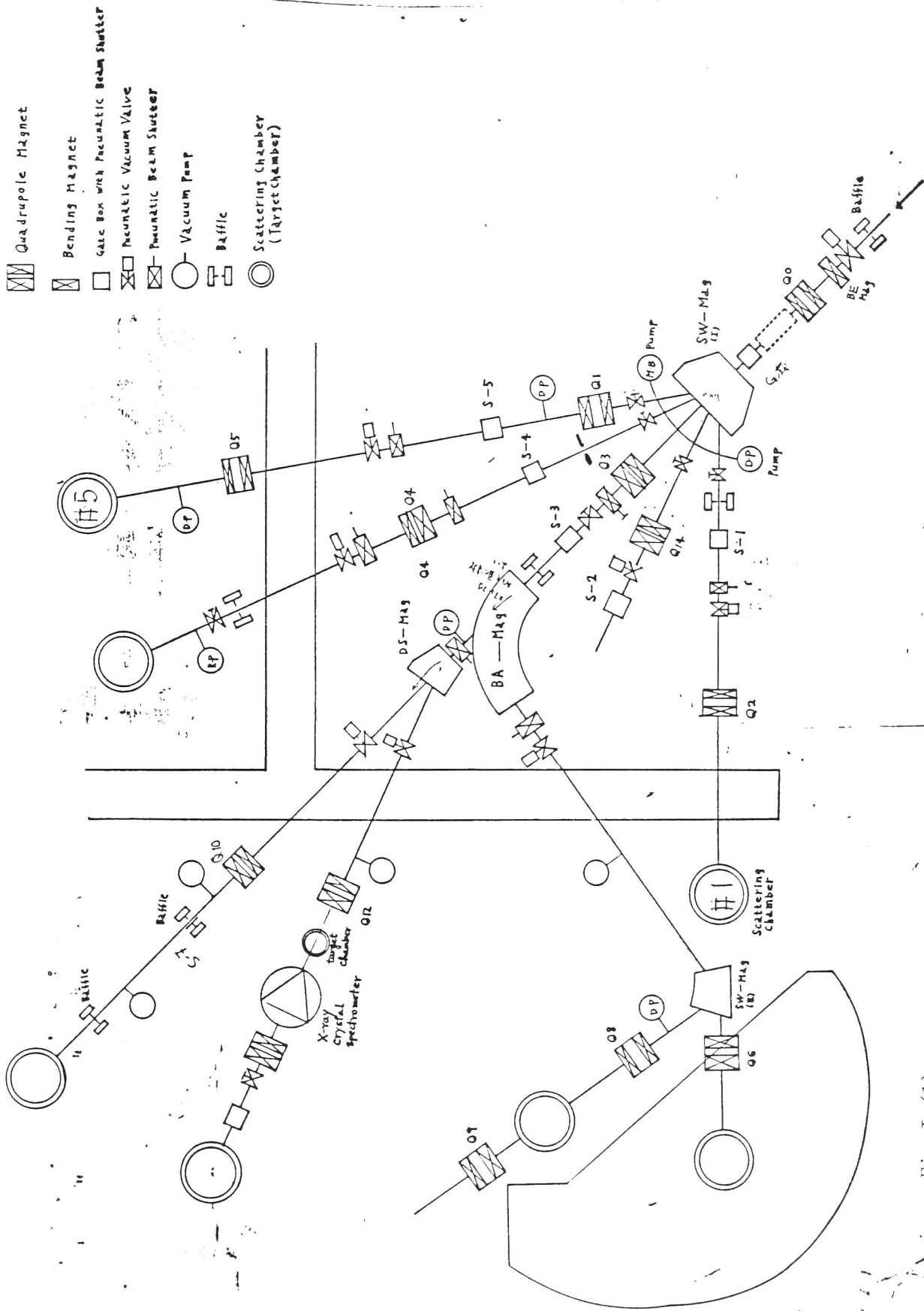


Fig. I-(1)

Schematic picture for beam courses at the IPCR cyclotron facility.

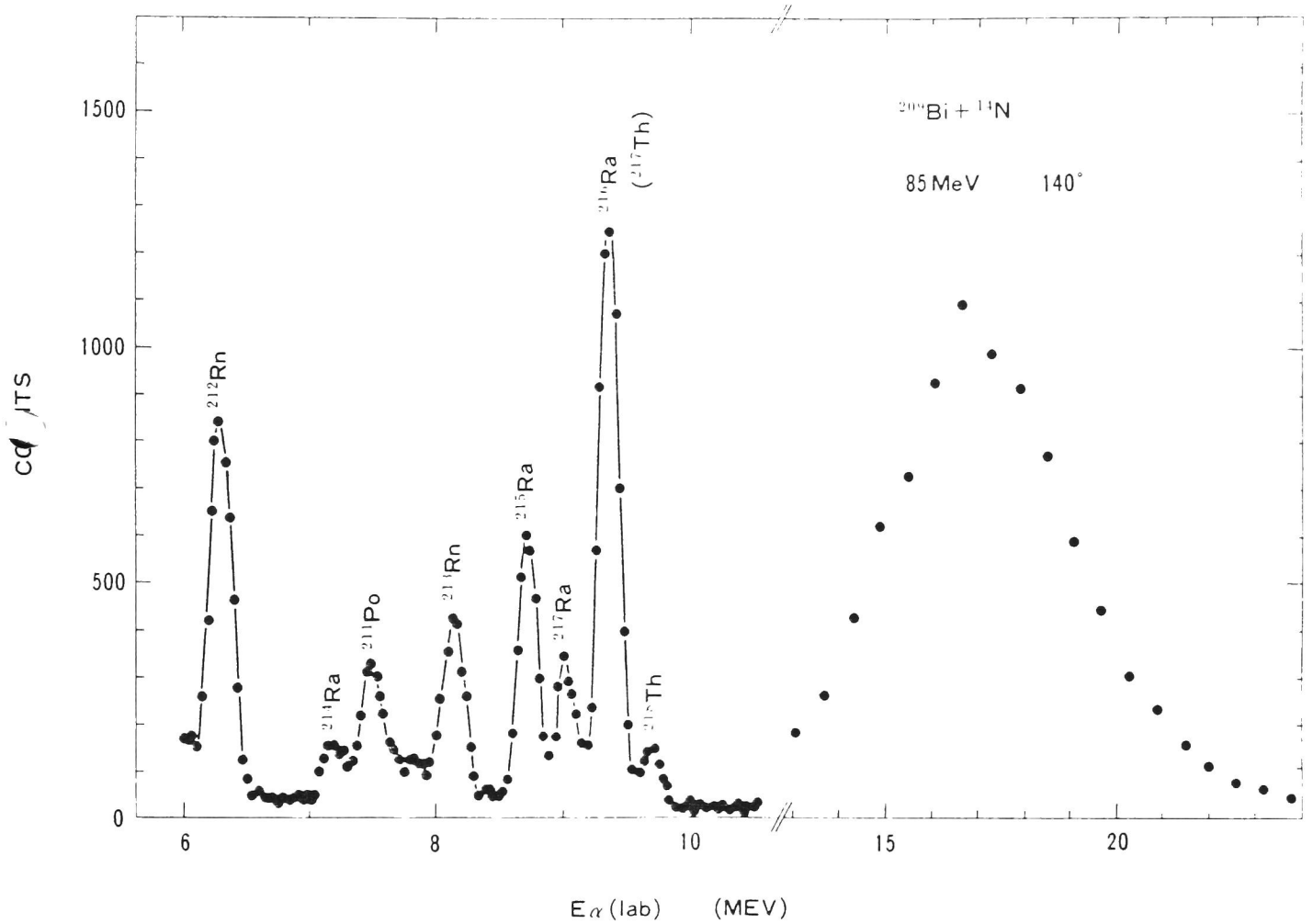


Fig.I-(2)

The energy spectrum of α particles emitted in the $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ reaction at 85 MeV at 140° . The low-energy part corresponds to α decays of residual nuclei produced in $(^{14}\text{N}, \text{xn})$ and $(^{14}\text{N}, \alpha \text{xn})$ reactions etc. The parent nuclei are indicated. The high-energy part presents prompt emission of α particles.

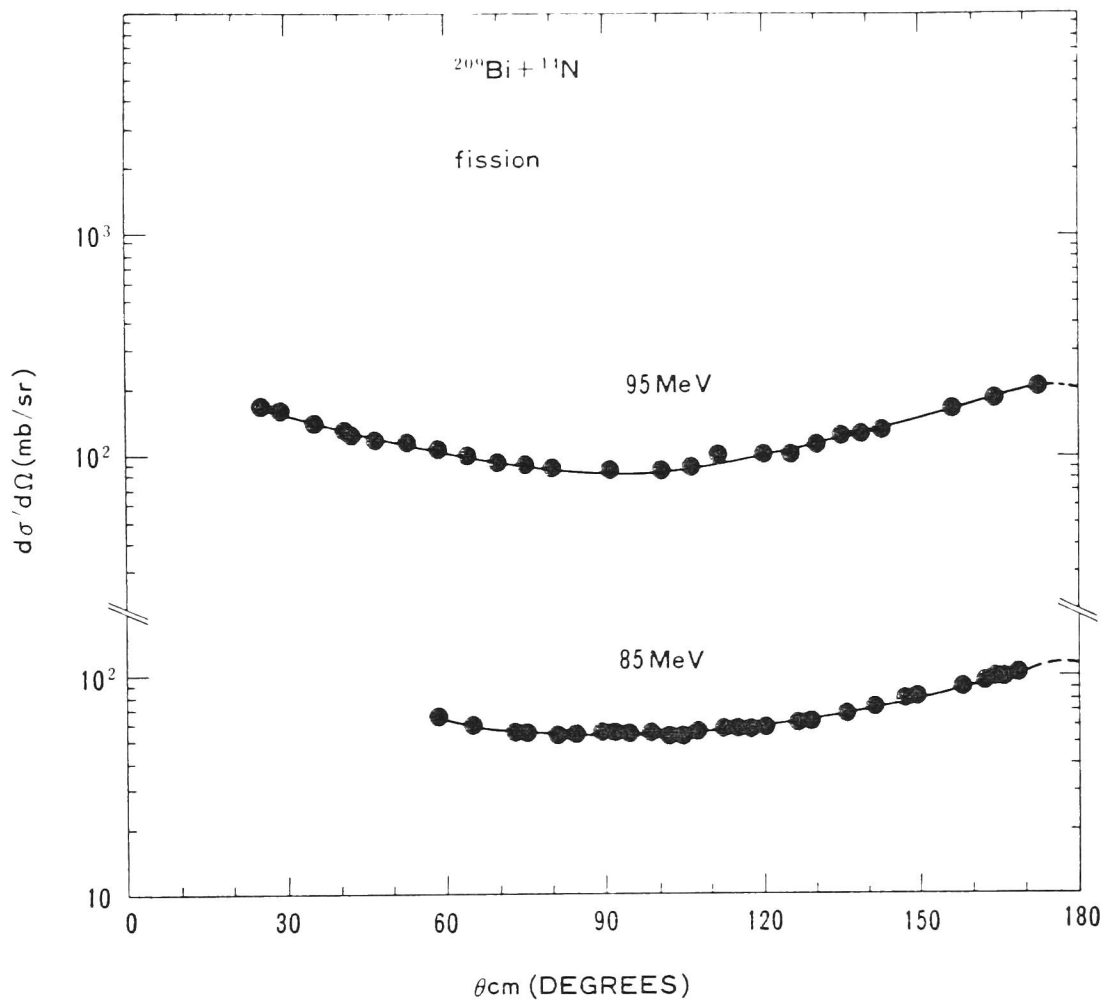


Fig.I-(3)

Angular distributions of fission fragments measured in the $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ reaction at 85 and 95 MeV. The angle-integrated cross sections given in Table 1 are estimated by assuming the symmetry around 90° of the present angular distributions.

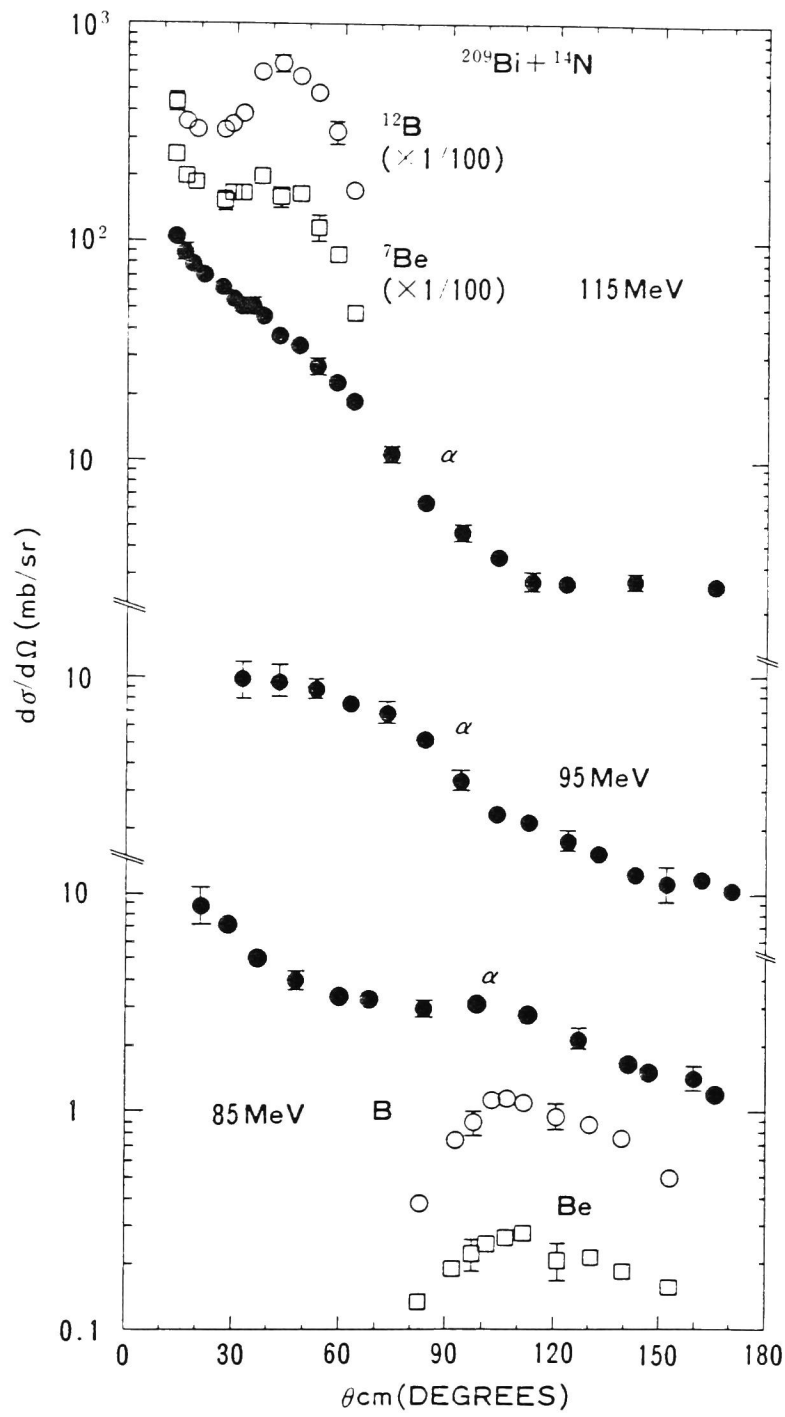


Fig.1-(4)

Angular distributions of α particles observed in the $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ reaction at 85, 95 and 115 MeV. For comparison, those of Be and B isotopes are also given.

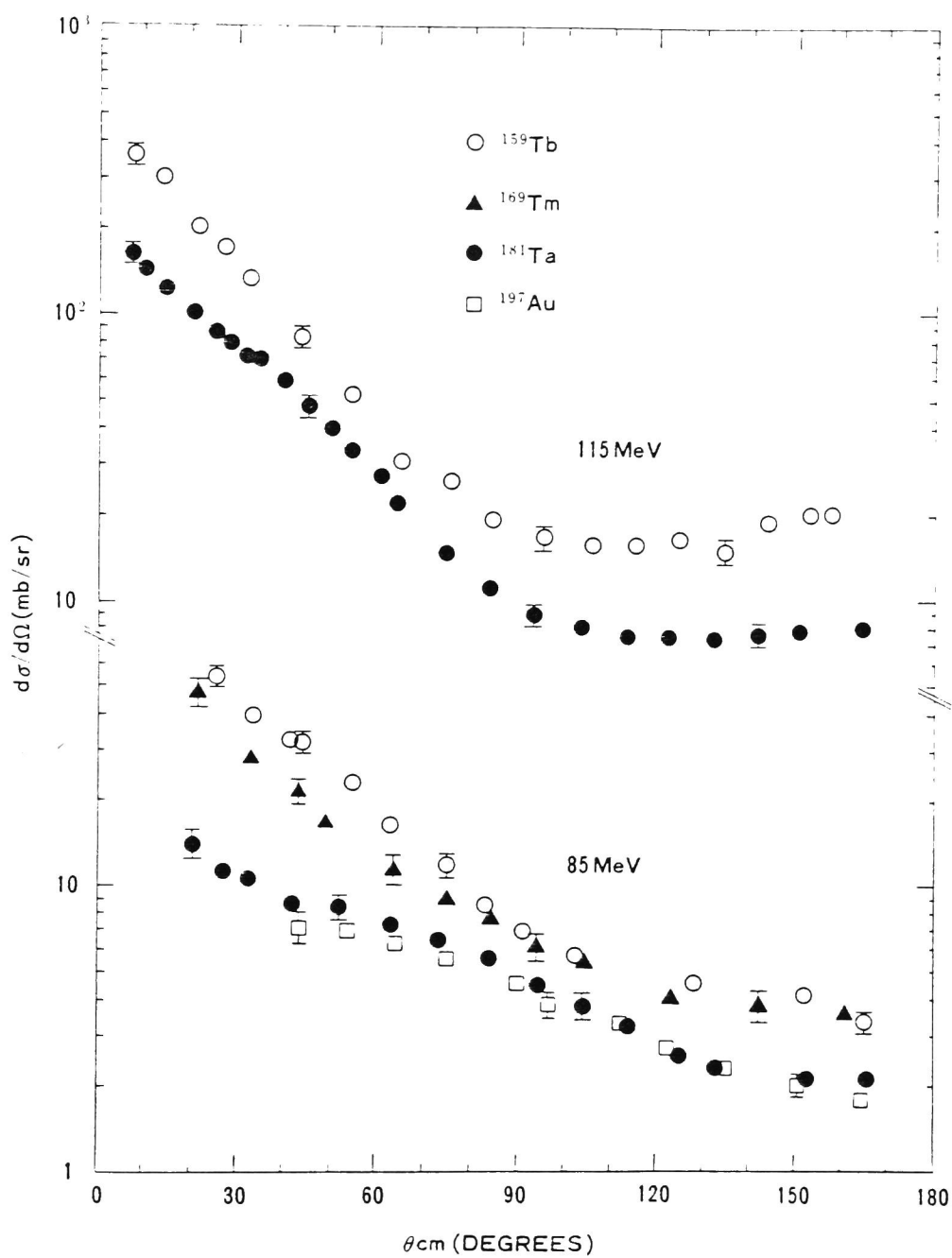


Fig. I-(5)

Angular distributions of α particles observed in the ^{14}N -bombardment of ^{159}Tb , ^{169}Tm , ^{181}Ta and ^{197}Au at 85 and 115 MeV.

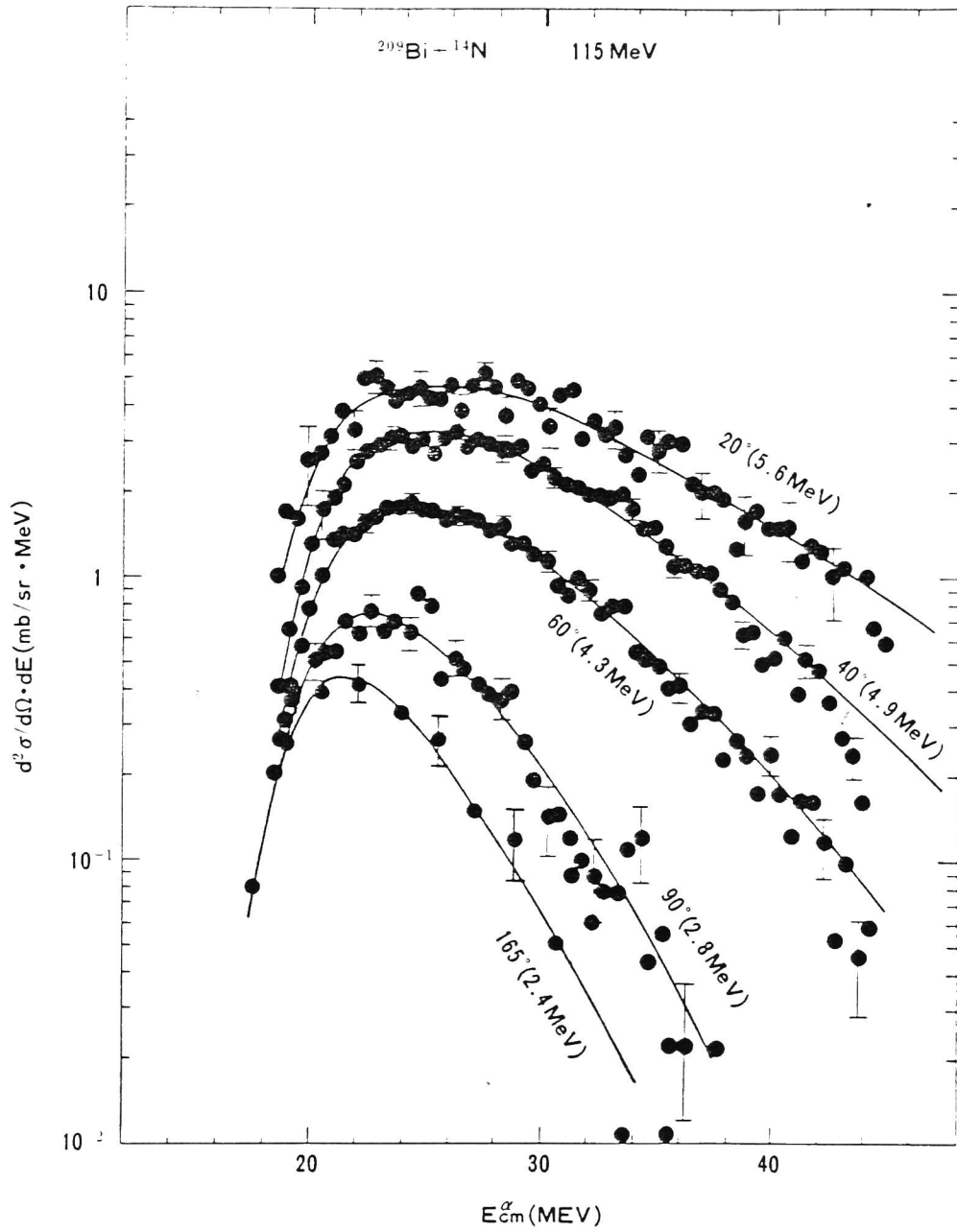


Fig. I-(6)

Some energy spectra of α particles observed at various angles in the $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV. The observed laboratory angles are indicated. The solid curves show the best fits by the evaporation formula explained in the text. The optimum values of $T(\theta)$ are given in the parentheses.

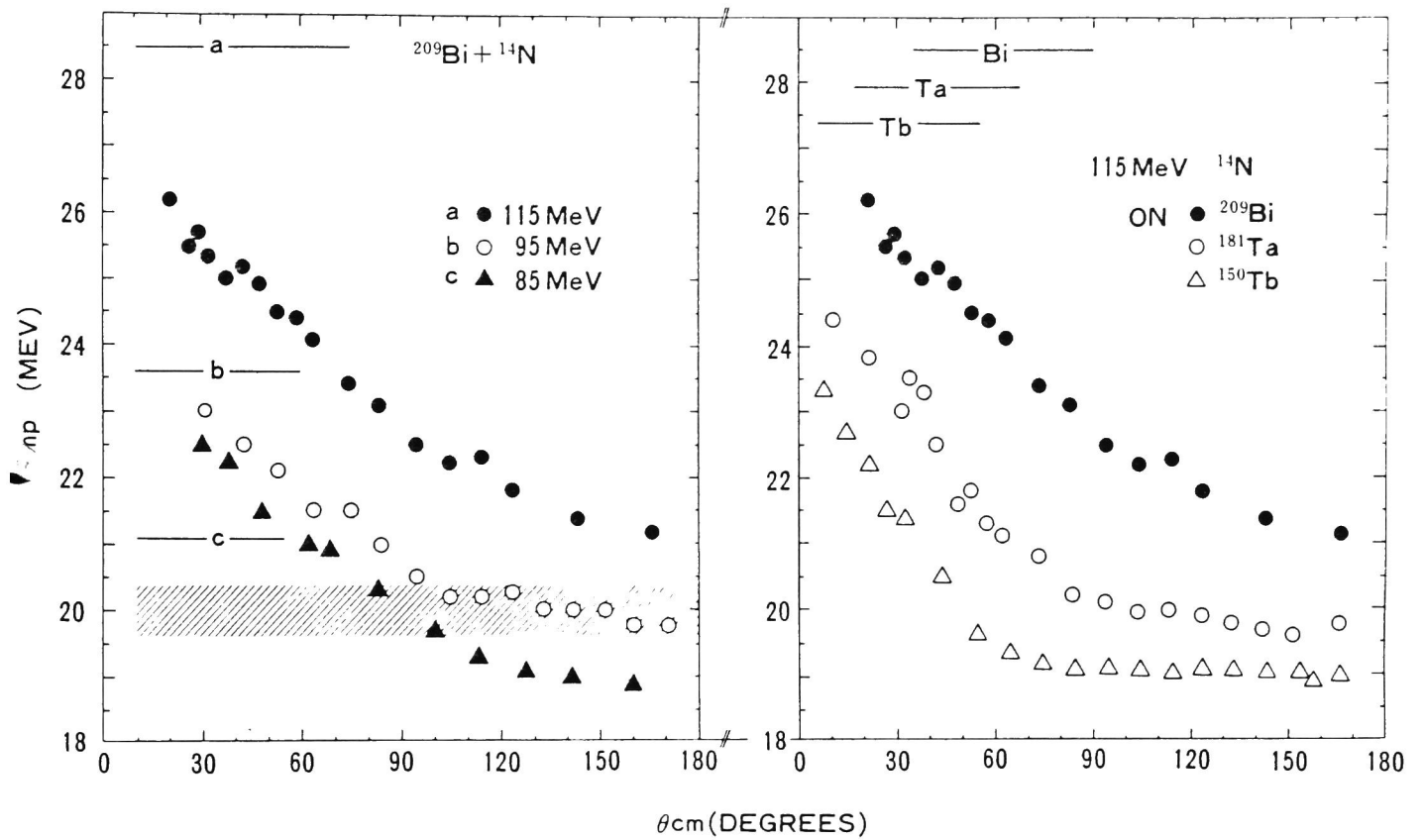


Fig.I-(7)

The most probable values of the continuous energy spectra of α particles given in the center-of-mass system. The short solid lines indicate the energies corresponding to the initial projectile velocities, while the shaded area shows the region for the B_{α} values obtained from the fit by eq. (1) which are slightly dependent of the incident energies. The uncertainty for E_{mp} is 0.5-1 MeV at forward and about 0.4 MeV at backward angles.

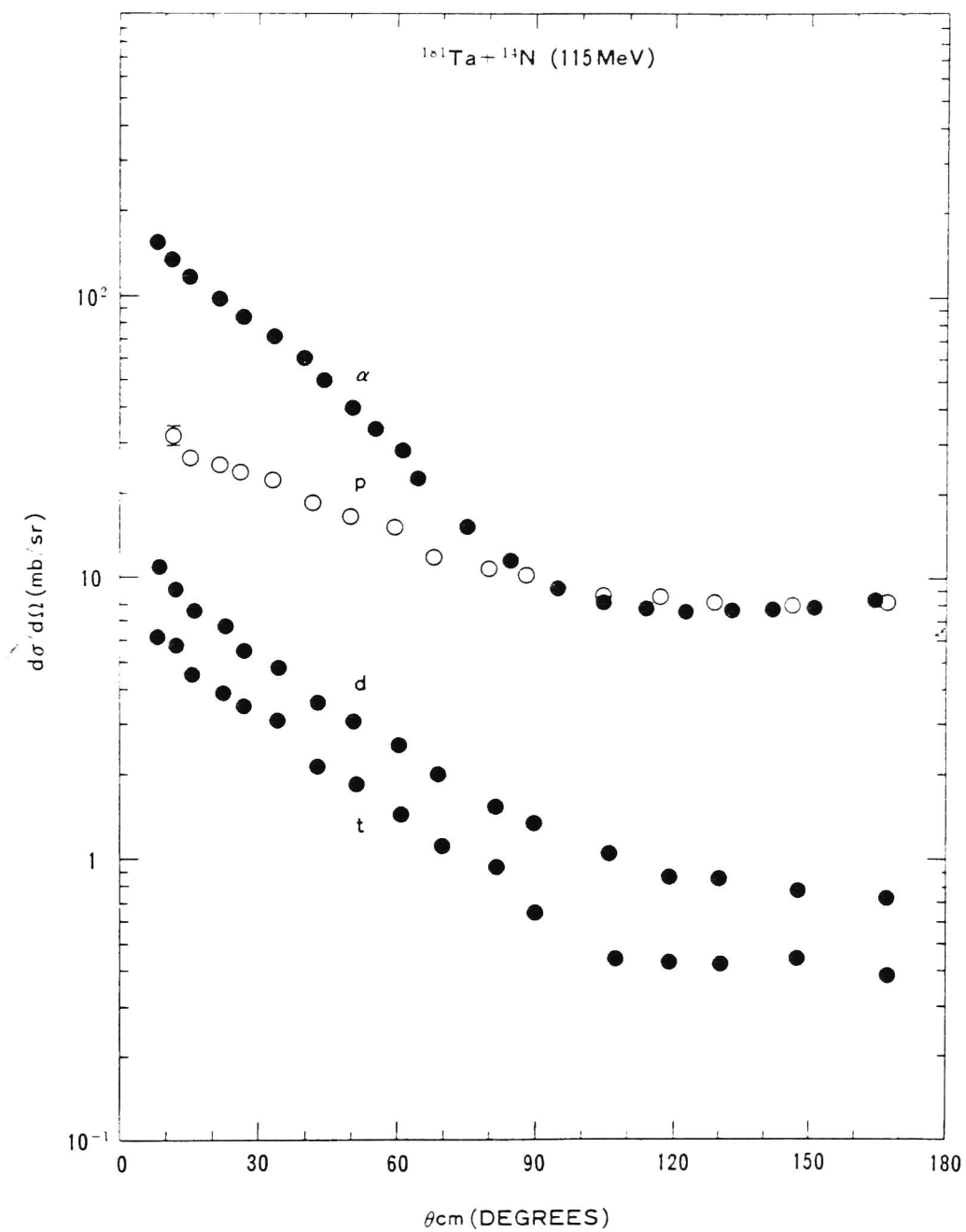


Fig. I-(8)

Angular distributions of proton, deuteron, triton and α particle measured in the $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV.

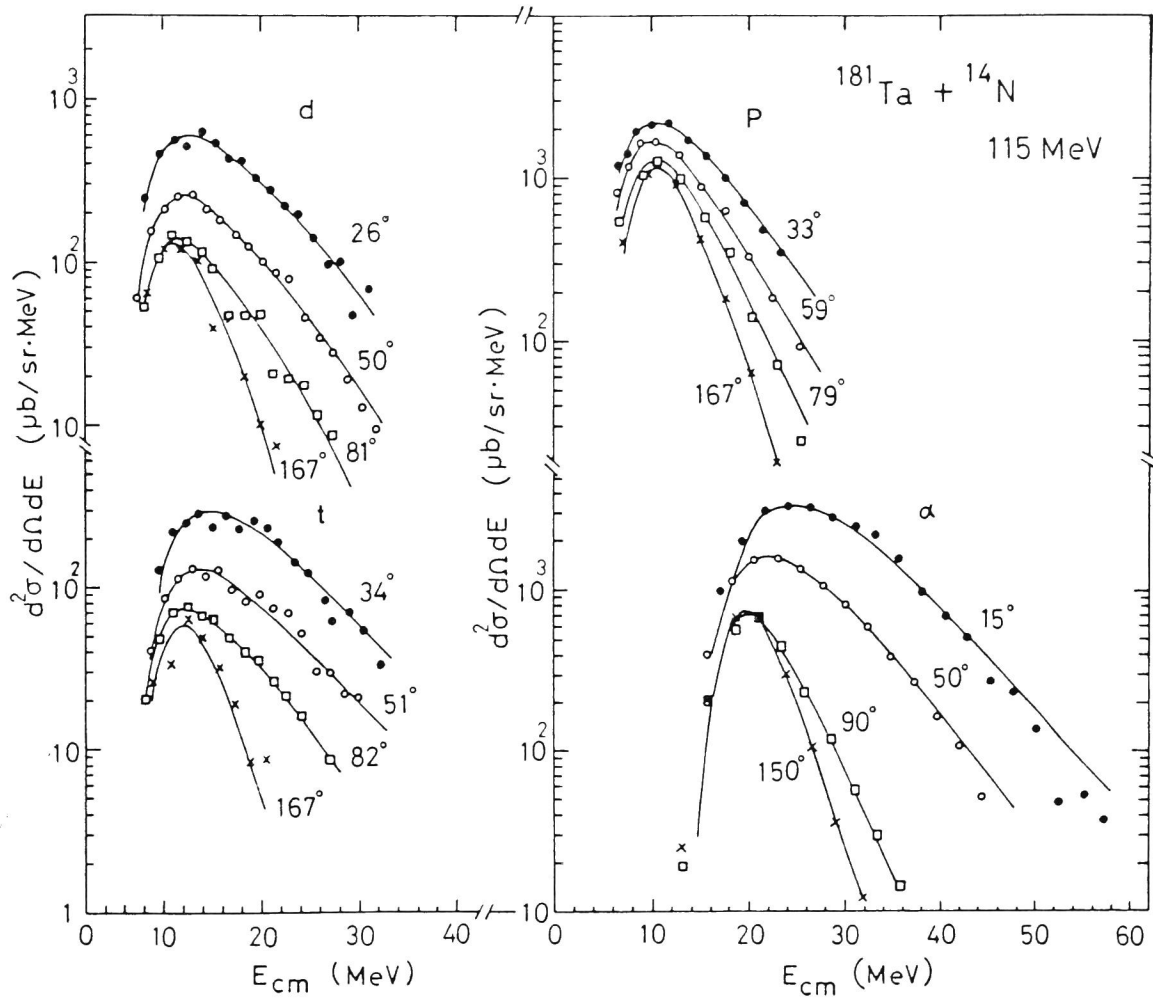


Fig.I-(9)

Some energy spectra of proton, deuteron, triton and α particle observed in the $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV. The observed angles are indicated by the averaged values in the c.m. system. The solid curves show the best fits by the evaporation formula.

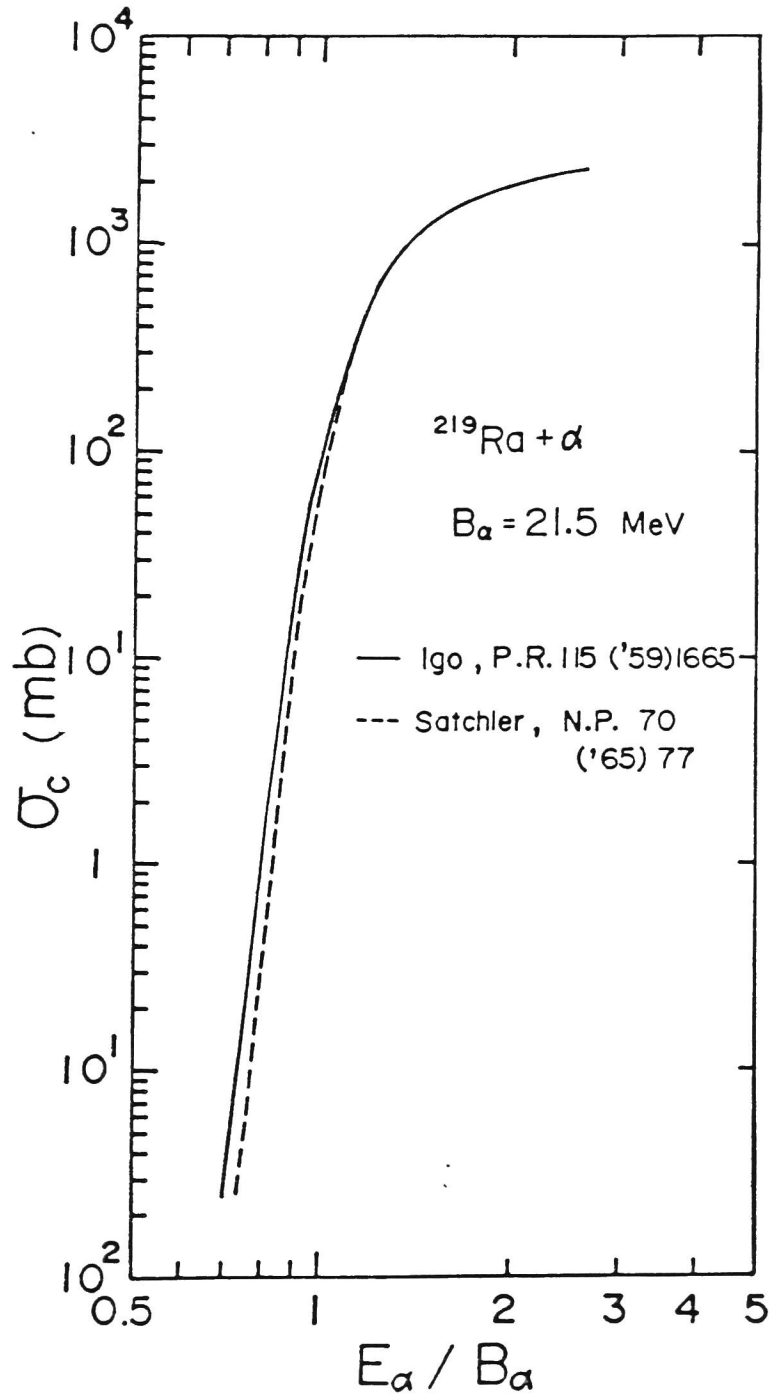


Fig.I-(10)

Total reaction cross sections for $\alpha + ^{219}\text{Ra}$ system calculated using the optical potentials of Igo and Satchler, respectively. The abscissa shows the kinetic energy of α particle divided by the barrier height(B_α) of the optical potentials.

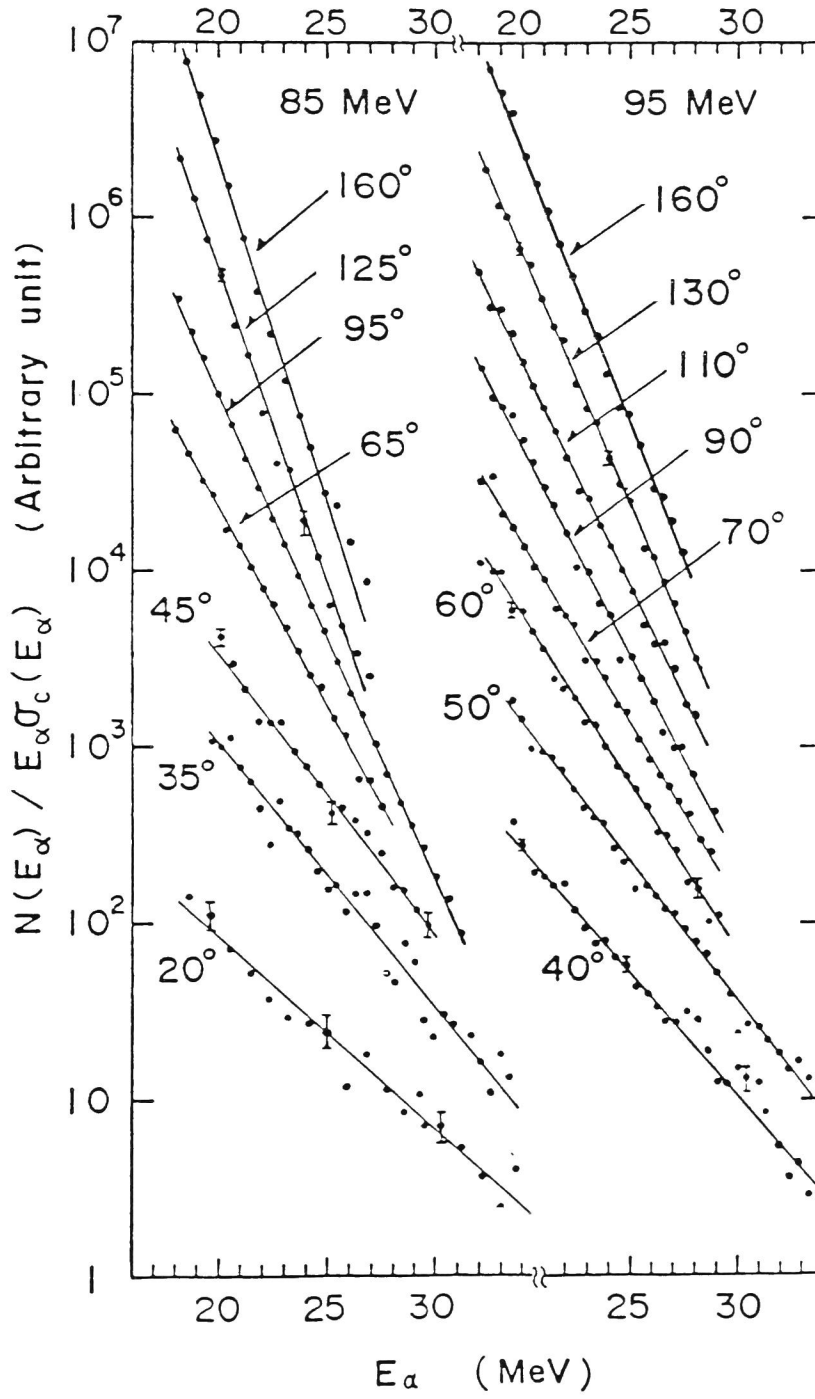


Fig.I-(11)

Plot of $N(E_\alpha)/E_\alpha\sigma_c(E_\alpha)$ vs E_α , where $N(E_\alpha)$ are taken from experimental spectra in $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ reactions. The meaning of the relevant quantities is given in the text.

The observed lab angles are indicated.

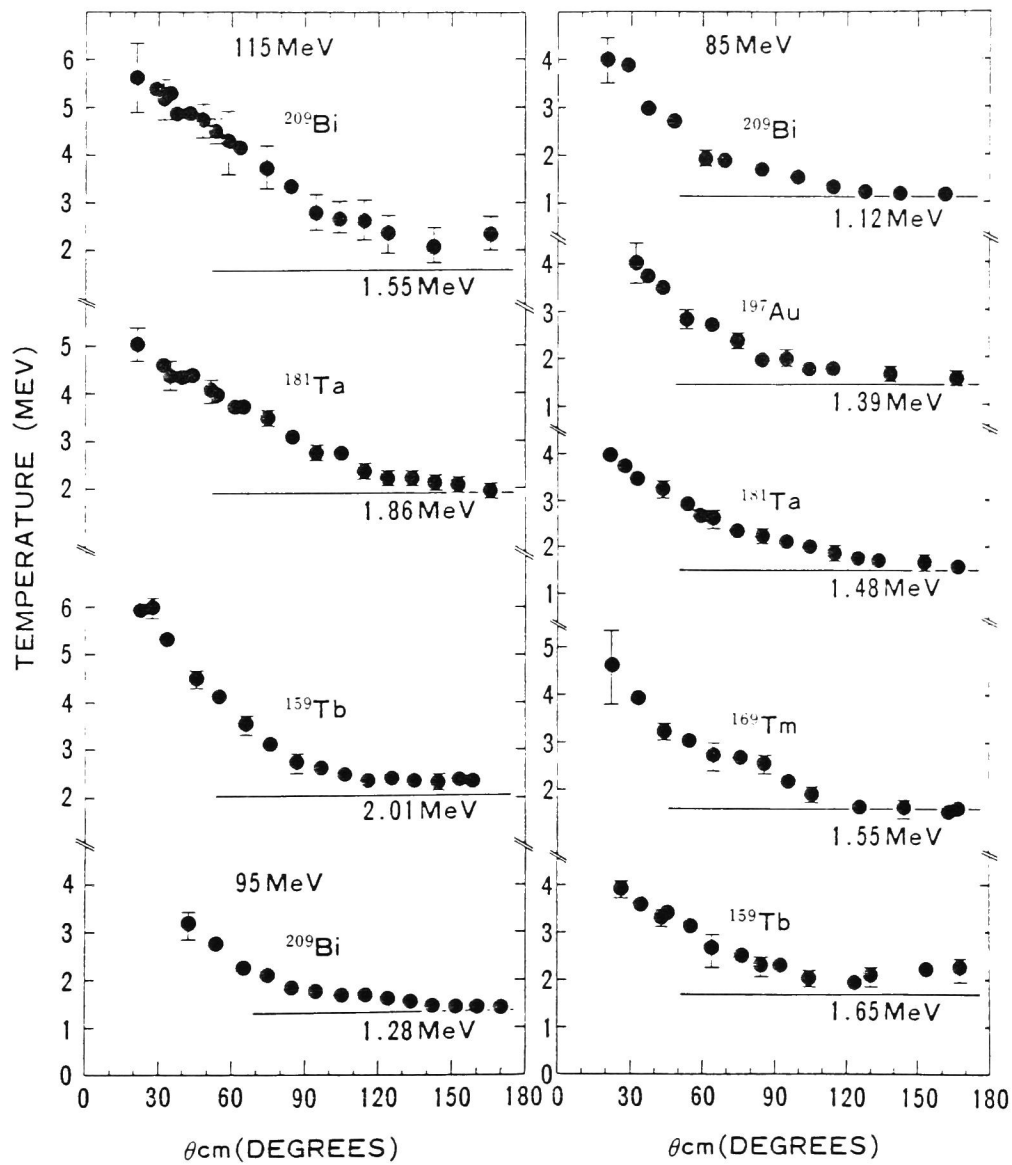


Fig. I-(12)

Values of $T(\theta)$ deduced from the α -particle spectra in various reactions. Solid lines indicate the equilibrium temperature in each case.

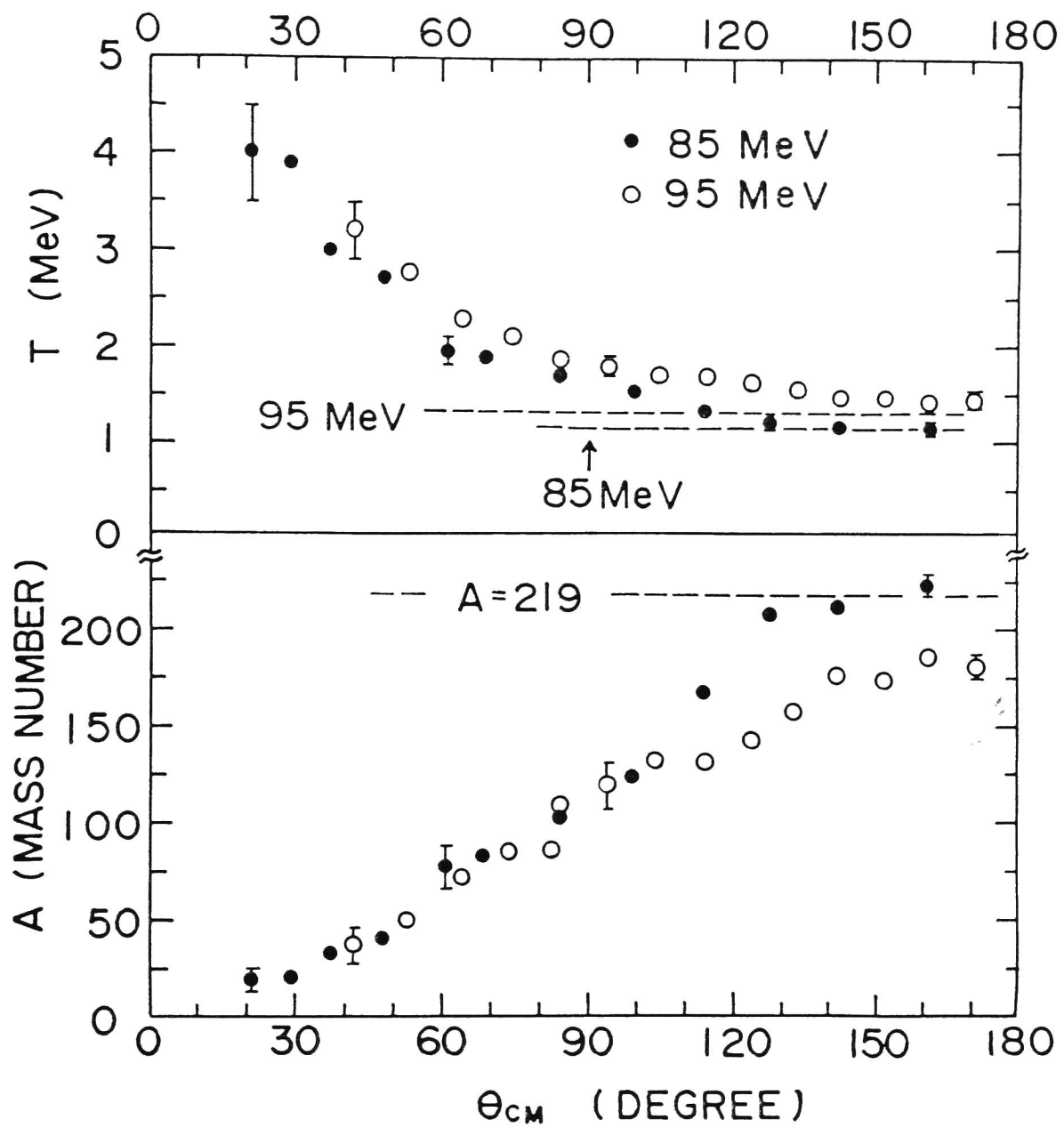


Fig. I-(13)

The nuclear temperature T and size A of a hot spot
versus emission angles.

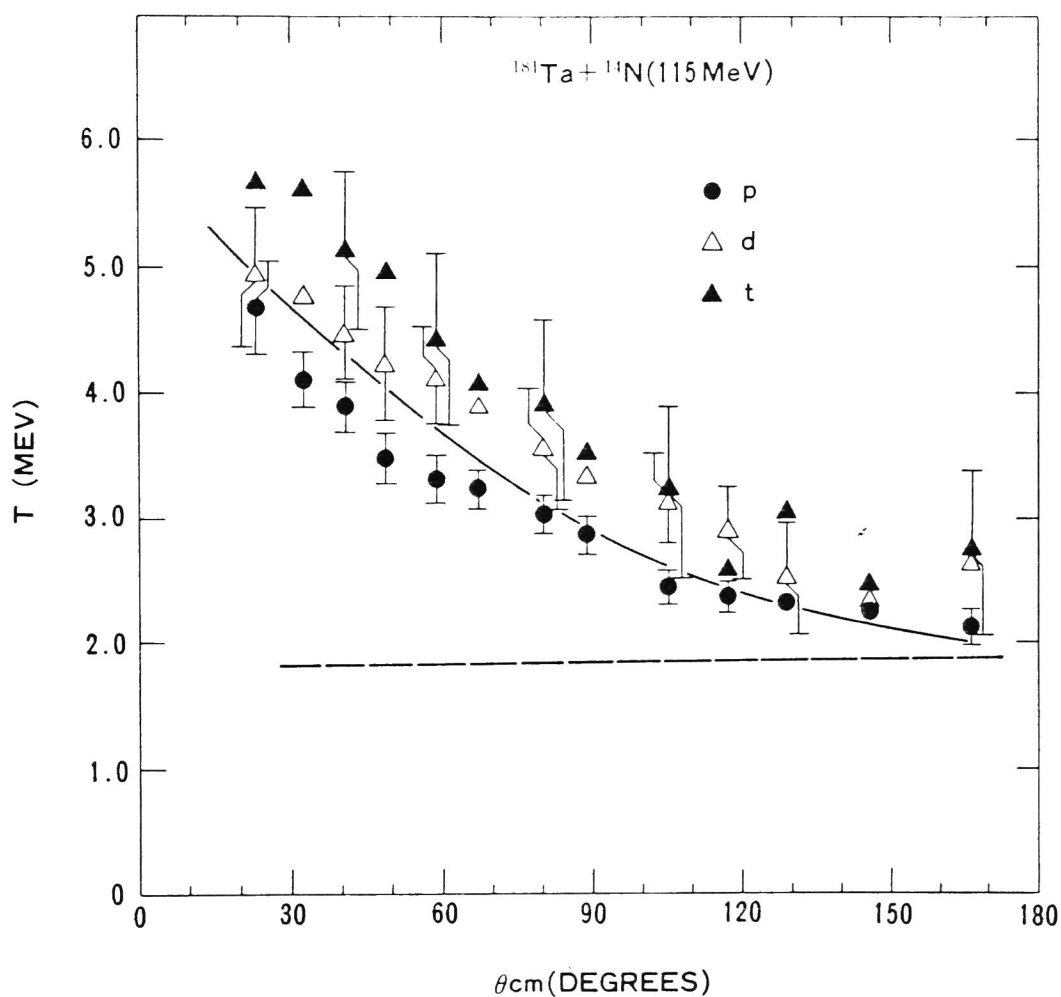


Fig.I-(14)

Comparison of nuclear temperature deduced from protons, deuterons and tritons emitted in the $^{181}\text{Ta} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV.

The corresponding values for α particles are indicated by a solid curve which is drawn through the data points shown in Fig. 9.

A dashed line shows values of the equilibrium temperature which are practically the same in various particle emission.

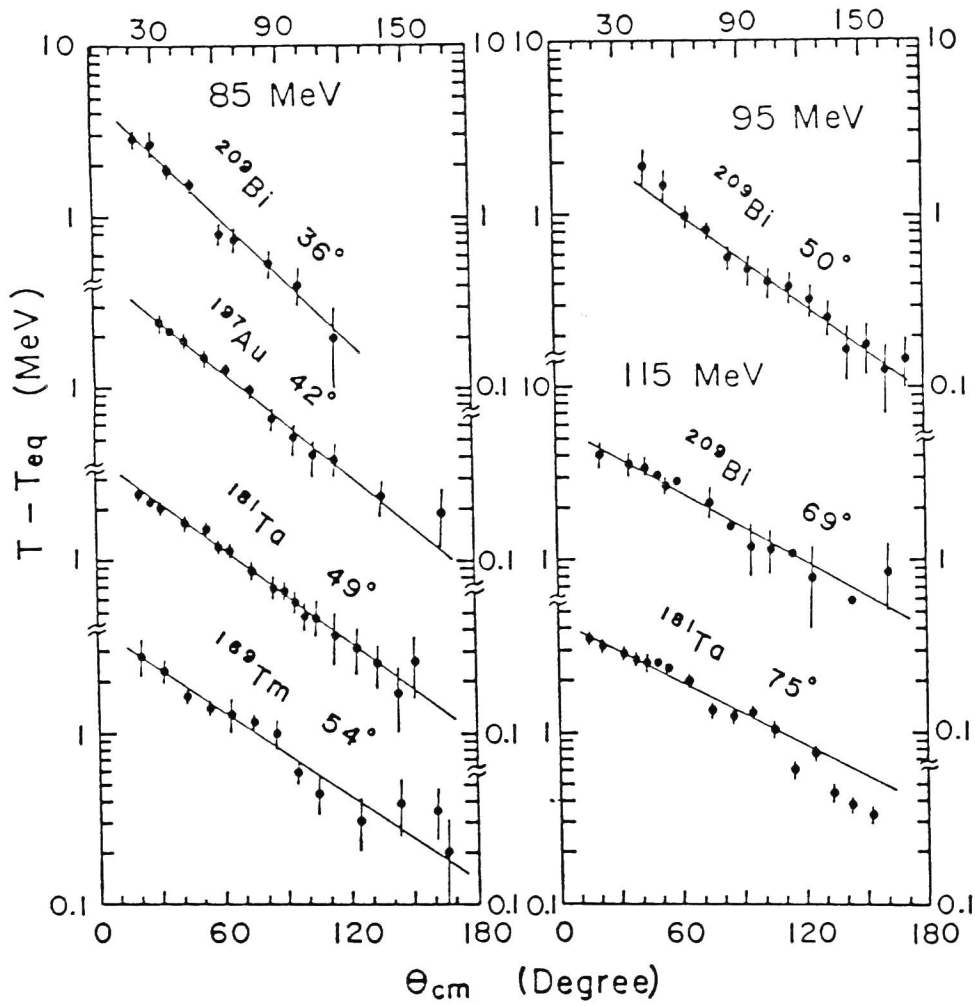


Fig.I-(15)

Difference of $T(\theta)$ and T_{eq} versus the emission angles.

The decay constant μ derived from the given straight line is indicated for each reaction.

Part.II

Study of α -Particle Emission in the $^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$ Reaction

— Entrance Angular Momentum for Preequilibrium α Emission —

[Exclusive Measurement]

II-1 実験方法

(1) 実験器具の設営

図 II-(1)に、散乱槽内外の実験器具の設営の概略図を示す。 ^{14}N -115 MeV ビームは散乱槽の入口で、Ta製の8φのスリットでコリメートされ stray beam が取り除かれた後、厚さ 2.1 mg/cm^2 の self-supporting Tb foil に照射される。放出される α 粒子は3つのカウンター C_1, C_2, C_3 で検出される。それらはいずれも $\Delta E (50 \mu\text{m})$ - $E (2000 \mu\text{m})$ SSB 検出器カウンター・テレスコプである。各々の検出器の直前には、標的核からの電子を取り除くため約 1 kGauss の磁石を取り付けた。また、Ta製のビーム・コリメータで edge scattering したビームを直接見ないように各検出器の側面に衝立を置いた。さらに、 C_1 の前面には、弾性散乱された強いビームを取り除くために $140 \mu\text{m}$ の Al の吸収体を置いた。こうして、 α 粒子の測定は一

度に 3 つの角度で可能であり、都合 2 回計 6 つの角度にわたって行なわれた。

放出される γ 線は Ge(Li) 検出器と NaI(Tl) 検出器で測定された。体積 $2''\phi \times 2''$ の Ge(Li) 検出器は散乱平面内でビームから 90° 、標的核から 20mm の距離に、体積 $3''\phi \times 3''$ の NaI(Tl) 検出器は散乱平面に垂直にビームから 90° 、標的核から 50mm の距離に設置された。1 個の γ 線が Ge(Li) 検出器に入った後 NaI(Tl) 検出器に再び入るのを（あるいはその逆を CROSS TALK と呼ぶ）防ぐために、Ge(Li) 検出器にはリング状の Pb の吸収体を、NaI(Tl) 検出器には側面に板状の Pb の吸収体を置いた。また、低エネルギーの γ 線（コンプトン散乱成分）および X 線を取り除くため名々の検出器の前面には、0.5mm - Pb, 0.6mm - Cd, 1mm - Cu で作った吸収体を置いた。Ge(Li) 検出器の photo-peak efficiency (Ω_γ : エネルギー E_γ の 1 個の γ 線が Ge(Li) 検出器中で光電効果 [photoelectric effect] によってその全エネルギーを失なう確率) を

図 II-12) に示す。 Ω_γ は γ 線のエネルギー E_γ と、低エネルギー γ 線を除いて

$$\ln \Omega_\gamma = a \ln E_\gamma + b \quad (\text{II-1})$$

なる関係が良く成り立っていることがわかる。いまの場合、 $a = -0.793$ 、 $b = 1.59$ である。ただし、 E_γ は keV 単位である。また、Ge(Li) 検出器と NaI(Tl) 検出器の γ 線に対する全検出効率（エネルギー E_γ の 1 個の γ 線が各検出器中で相互作用 [光電効果, コンプトン散乱, 電子対生成] をし検出される確率）を図 II-13), (4) に示す。実験で放出される γ 線の平均のエネルギーは 300 keV - 1 MeV の範囲にあると仮定して、4 つの標準線源 ^{133}Ba (356 keV), ^{22}Na (511 keV), ^{137}Cs (662 keV), ^{54}Mn (834 keV) に対する全検出効率の単純平均をとった。ここで ^{133}Ba はいくつかの γ 線を放出するかそのうちの最大の yield (branching ratio 約 62%) をもつ 356 keV の単色 γ 線源として扱った。また、 ^{22}Na は同時に 1274 keV の γ 線を放出するか、 ^{60}Co

(1173, 1333 keV) に対する全検出効率を使って 1274 keV の γ 線の yield を評価し, 511 keV の γ 線に対する全検出効率を求めた。こうして得られた Ge(Li) の全検出効率は 5.5 %, NaI(Tl) の全検出効率は 3.8 % であった。実験条件を表 II-i) にまとめておく。

NaI(Tl) 検出器の中性子に対する検出効率は予備的な実験において, time-of-flight 法によって評価された。 $^{93}\text{Nb} + ^{14}\text{N}$ (95 MeV) 反応で, 標的核から 30 - 60 cm の距離にビームから 30° と 60° に NaI(Tl) 検出器が置かれた。時間スペクトル (TAC 回路の出力) の例を図 II-(5) に示す。NaI(Tl) 検出器で得られたエネルギー・スペクトルから時間分解能を悪くする低エネルギー中性子を除くため高エネルギー部分を選んで時間スペクトルを見るとたしかに γ 線と中性子の分かれが良くなっているのがわかる。測定された中性子の個数は γ 線の 4.6 ± 0.7 % であった。このときの γ 線の平均の多重度 (放出される γ 線の平均個数, 付録 3 参照) は 11.9

であった。一方、中性子の多重度は Ge(Li) 検出器で得られた γ 線スペクトルが示す残留核の分布から独立に 3.4 ± 0.4 であることがわかった。こうして得られた NaI(Tl) 検出器の中性子に対する全検出効率 γ 線に対する全検出効率の $16 \pm 4 \%$ であった。

(2) 検出回路系

測定は、 α 粒子放出に関与する反応チャネルを明らかにするための $\alpha-\gamma(\text{Ge(Li)})$ 同時測定と、各反応チャネルに対する平均の γ 線多重度を求めるための $\alpha-\gamma(\text{Ge(Li)})-\gamma(\text{NaI(Tl)})$ 同時測定からなっている。測定された事象をベン図を使って図示すると図 II-(6) のようになる。 $B+D$ は $\alpha-\gamma(\text{Ge(Li)})$ の 2 次元同時事象、 $D+C$ は $\alpha-\gamma(\text{NaI(Tl)})$ の 2 次元同時事象、 D は $\alpha-\gamma(\text{Ge(Li)})-\gamma(\text{NaI(Tl)})$ の 3 次元同時事象である。また、 $A+B+C+D$ は α 粒子のシングルス事象である。これら 4 種類の情報を同時に得るために使われた回路系を図 II-(7) に示す。ADC を経て計算機の記憶媒体である MT (Magnetic Tape) に収納されるデータは Ge(Li) 検出器で検出される γ 線のエネルギー・シグナル、 C_1 , C_2 , C_3 で検出される α 粒子のエネルギー・シグナル、 $\alpha-\gamma(\text{Ge(Li)})$ 同時事象の TAC シグナル、 $\alpha-\gamma(\text{NaI(Tl)})$ 同時事象の TAC シグナルで

4次元の同時測定を行なった。回路がやや複雑になっているのはデータ収集・処理系からくる制約のためである。その制約とは同時測定の自由度が最大4であること、へアになっていない事象は収集の対象から除外される(たとえば、4次元同時測定の場合、4次元のうち少なくとも1次元の事象が欠落すると計算機は無条件にその3次元以下の同時事象を除外する。)という主にハードウェアからくる制約である。粒子識別回路を使い、粒子のエネルギー・シグナルをあらかじめ選んでおいて計算機に入れたのは同時測定の自由度が最大4の理由による。また、D以外の事象ではADCにやってこないシグナルが必ずあるので「やってこない」ことを知らせる補償シグナルを作る工夫がなされた。この工夫は、へアになっていない事象は計算機に受け付けられないという理由による。

II-2 実験結果と平易な結論

(1) Inclusive Measurement

図 II-18) に $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 系での弾性散乱の角分布を示す。図中、実線は光学模型による解析結果である。計算コードは和田雄氏⁴⁵⁾ (理研) が作られた自動探索プログラム SEARCH を使った。(光学ポテンシャルの探索の手続については付録 1 参照) 表 II-(ii) に得られたポテンシャルを示す。実ポテンシャルと虚ポテンシャルは同じ半径パラメータ (r) と diffuseness (a) を持つと仮定し、クーロン半径パラメータ (r_c) は 1.20 fm に固定した。表にあるポテンシャルは典型的な 3 つの例と考えるべきである。実際、best-fit を与えるポテンシャルは他の実、虚ポテンシャルの組についても存在する。しかし、それらはほとんど等しい全反応断面積と部分反応断面積を与える。図 II-19) に、 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応を特徴づける透過係

数 T_l , および部分反応断面積 σ_l を示す。よく知られているように σ_l は T_l と

$$\sigma_l = \pi \chi^2 \sum_l (2l+1) T_l \quad (\text{II-2})$$

なる関係がある。透過係数 T_l が $1/2$ になるような l として定義される, 系の grazing angular momentum l_{gr} は 57 ちであることがわかった。

表 II-(iii) に, a quarter-point analysis (付録 I 参照) によって得られた全反応断面積と l_{gr} を示す。比較のため光学模型による数値も載せる。

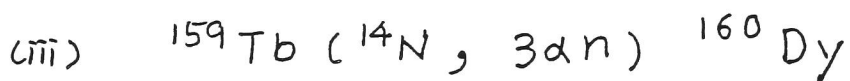
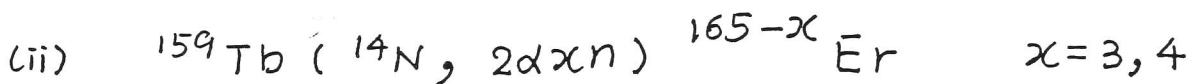
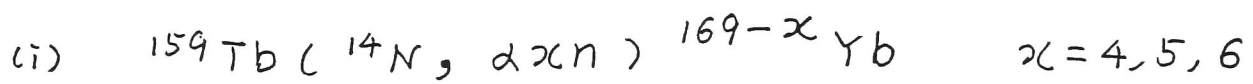
図 II-(10) に, $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応における α 粒子, Li, Be, B, C の角分布を示す。C の角分布は他の放出粒子とは異なり 30° 付近にピークをもっている。他の放出粒子は, 前方になるにつれて急速に増加する角分布を持っている。図には, 同位元素を足し合わせて示しているが, 各同位元素の角分布はほぼ同じ形状をしている。

(2) elastic breakup

図 II-III) に, $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応において 15° に放出された inclusive α 粒子のエネルギー・スペクトルを, γ 線との同時測定で得られたエネルギー・スペクトルと比較して示す。inclusive α 粒子には, 実験室系で 38 MeV 付近に bump (こぶ) が見えているが, γ 線との同時測定による α 粒子にはその bump は見えていない。したがって, この bump は内部励起を伴わない (γ 線を放出しない) α 粒子放出機構に由来していると考えられる。そのような反応機構としては, ^{14}N の α と ^{10}B への elastic breakup が挙げられるだろう。bump の中心のエネルギー (38 MeV) が, ビーム速度に対応する α 粒子のエネルギー ($115 \times \frac{4}{14} \approx 33$ MeV) より大きい点は注目に値する。入口チャネル ($^{14}\text{N} + ^{159}\text{Tb}$) と出口チャネル ($\alpha + ^{10}\text{B} + ^{159}\text{Tb}$) でのクローン・エネルギーの得失の差と解釈できると思われる。

(3) γ 線スペクトル

$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応で α 粒子と同時に計測して、Ge(Li)検出器で得られた γ 線の典型的なスペクトルを図II-(12)に示す。 α 粒子放出に関する主要な反応チャネルとして次の3つが認められた。



(4) 角分布

前節で述べたように α 粒子 との同時測定によって得られた γ 線のスペクトルの解析から α 粒子放出に関与する反応チャネルが決定された。図 II-13) に、その反応チャネルに対する α 粒子の角分布を示す。断面積の絶対値の求め方は付録 2 で詳しく報告する。

後方角では、主要なチャネルは (^{14}N , $\alpha 5n$) と (^{14}N , $\alpha 6n$) の 2 つである。 $\alpha 6n$ チャネルの α 粒子の角分布が他に比べて緩やかな前方ピークであるのは、複合核からの蒸発 α 粒子の寄与が大きいと考えられる。これに反して、 $\alpha 5n$ と $\alpha 4n$ チャネルの α 粒子は非常に急峻な前方ピークの角分布を持っており、第 I 部で明らかになった典型的な前平衡過程に由来する α 粒子の放出チャネルと考えられる。

(^{14}N , $3\alpha n$) チャネルの α 粒子の角分布は 30° 付近にピークをもっている。この特徴は、inclusive measurement で得られた C の角分布と

共通である。 $3\alpha n$ チャネルの α 粒子の断面積は、前方角で inclusive α 粒子の 10% 以下である。このチャネルは、励起した ^{12}C が 3 つの α 粒子に崩壊する過程に対応することが後章で示される。

$(^{14}\text{N}, 2\alpha xn)$ チャネルの α 粒子の断面積は、前方角で inclusive α 粒子の 20 - 25 % を占めている。このチャネルは ^8Be が 2 つの α 粒子へ崩壊する過程に対応していることがやはり後章で示される。

表 II-(iv) に、 $(^{14}\text{N}, \alpha xn)$, $(^{14}\text{N}, 2\alpha xn)$, $(^{14}\text{N}, 3\alpha n)$ チャネルに対する α 粒子の微分断面積、および inclusive α 粒子の微分断面積を示す。

(5) エネルギー・スペクトル

図 II-(14)(a) に, 15° で測定された各反応チャネルに対する α 粒子のエネルギー・スペクトルを示す。 $\alpha\alpha n$ チャネルでは, 伴う中性子の個数 n が少なくなるほど α 粒子は高いエネルギー領域に分布しているのがわかる。図 II-(14)(b) に, いろいろな角度で測定された各反応チャネルに対する α 粒子のエネルギー・スペクトルを示す。統計のため, $3\alpha n$ チャネルのエネルギー・スペクトルは得られなかった。図 II-(14)(c) に, $\alpha\alpha n$ チャネルについて足し合わせた α 粒子のエネルギー・スペクトルをいろいろな角度について示す。このようにして第 I 部では inclusive にしか見れなかった α 粒子のエネルギー・スペクトルは, いろいろな反応チャネルへ分解された。特に, いまの場合, $2\alpha\alpha n$ チャネルと $3\alpha n$ チャネル(それらは, ^8Be および励起した ^{12}C の放出チャネルに対応していることが後章で示される) を分離

することによって、着目している前平衡過程に由来すると考えられる αx_n チャネルのエネルギー・スペクトルを得たことを指摘しておきたい。

(6) 平均の γ 線多重度 $\langle M_\gamma \rangle$

表 II-(V) に, αn チャネルについて測定された平均の γ 線多重度 $\langle M_\gamma \rangle$ を, α 粒子の放出角毎に運動エネルギー E_α の関数として示す (γ 線多重度については付録 3 参照)。 $\alpha 5n$ チャネルについては, $\langle M_\gamma \rangle$ は α 粒子のエネルギーが増加するにつれて減少している。一方, $\alpha 4n$ と $\alpha 6n$ チャネルでは $\langle M_\gamma \rangle$ の E_α 依存性はみられない。前者の $\langle M_\gamma \rangle$ の E_α に対する強い依存性は同じ系の入射エネルギー 95 MeV の反応が $\alpha 3n$ チャネルに対して報告されている²²⁾。また, $\langle M_\gamma \rangle$ の α 粒子放出角 θ_α 依存性について言えば, $\alpha 5n$ チャネルで $\langle M_\gamma \rangle$ は前方放出角になるにつれてゆるやかに減少している。 $\alpha 4n$ と $\alpha 6n$ チャネルでは, $\langle M_\gamma \rangle$ の θ_α 依存性は見られない。 $\alpha 5n$ チャネルに見られる $\langle M_\gamma \rangle$ の θ_α 依存性は E_α 依存性に帰着できる。実際, 前方角になるにつれて, 小さな $\langle M_\gamma \rangle$ に対応する高エネルギー α 粒子の放出が増大する。表 II-(VI) に

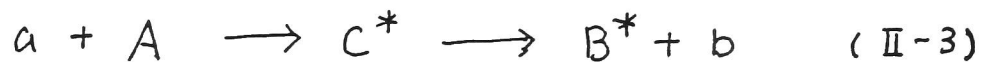
E_α について重率平均をとった $\langle M_Y \rangle$ の値を θ_α 毎に載せておく。

θ_α について重率平均をとった $\langle M_Y \rangle$ の値は、
 $\alpha 6n$ チャネルでは 13.0, $\alpha 5n$ チャネルでは 15.7
 $\alpha 4n$ チャネルでは 14.6, $2\alpha 3n$ チャネルでは 12.4
そして $3\alpha n$ に対しては 8.0 である。 $\langle M_Y \rangle$ の値
は、放出される α 粒子の個数が多くなるほど
小さくなっている。 $2\alpha 3n$ と $3\alpha n$ チャネルにつ
いては統計のため後方角で $\langle M_Y \rangle$ を得ることは
できなかった。

II-3 解析方法

(1) 統計理論

次のような複合核反応において



複合核 C^* が粒子 b を放出する過程は統計理論⁴⁶⁾で記述される。ここで興味ある量は、粒子の持つ軌道角運動量 l_b と粒子放出による残留核のスピン変化量 Δ_b 、および粒子のエネルギー・スペクトルである。

複合核 C^* は 1 つ 1 つのエネルギー準位が分離されない連続状態にあり、終状態 B^* も連続状態にあるとする。さらに、状態間の相関は統計的にランダムであるとする。励起エネルギー E 、スピン J である親核 M から、運動エネルギー E_b をもつ粒子 b が放出されて励起エネルギー ε 、スピン j をもつ娘核がつくられる確率 $R_{\mu b}(E, J; \varepsilon, j)$ は

$$R_{\mu b}(E, J; \varepsilon, j) = \frac{p(\varepsilon, j)}{2\pi\hbar p(E, J)} \sum_{S=|j-S|}^{j+S} \sum_{l=|J-S|}^{J+S} T_{\ell_b}(E_b) \quad (\text{II-4})$$

で与えられる。ここで、 $T_{\ell_b}(E_b)$ は $b + B$ 系で軌道角運動量 ℓ_b を持つ粒子 b の透過係数である。娘核の励起エネルギー ε は、粒子 b の運動エネルギー E_b を用いて

$$\varepsilon = E - E_b - B_{\mu b} \quad (\text{II-5})$$

で与えられる。 $B_{\mu b}$ は、粒子 b の親核 μ 内の separation energy である。 $p(\varepsilon, j)$ は娘核の準位密度 (level density) で、 S は粒子 b のスピン \vec{s} と娘核のスピン \vec{j} の和

$$\vec{S} = \vec{s} + \vec{j} \quad (\text{II-6})$$

で定義されるチャネルスピンである。準位密度は、フェルミガス・モデル⁴⁷⁾ によれば

$$p(\varepsilon, j) \approx \frac{\pi}{48} 6^{-1/4} (2j+1) g_0 \left(\frac{g_0 \hbar^2}{I} \right)^{3/2} \left[g_0 \left(\varepsilon - \frac{j(j+1)\hbar^2}{2I} \right) \right]^{-1/4} \\ \cdot \exp \left\{ 2 \left[\frac{\pi^2}{6} g_0 \left(\varepsilon - \frac{j(j+1)\hbar^2}{2I} \right) \right]^{1/2} \right\} \quad \dots (\text{II-7})$$

で与えられる。こゝに、 g_0 は level density parameter a と

$$a = \frac{\pi^2}{6} g_0 \quad (\text{II-8})$$

の関係がある。I は 娘核 の慣性エネルギーである。

粒子 b のエネルギー・スペクトル $N_{\mu b}(E_b)$ は (II-4) 式を親核の初期状態 (E, J) について足し合わせるこゝによって

$$N_{\mu b}(E_b) = \sum_E \sum_J P_{\mu}(E, J) \sum_j R_{\mu b}(E, J; \varepsilon, j) / G \quad (\text{II-9})$$

$$G = \sum_{E, J, b, j} \int R_{\mu b}(E, J; \varepsilon, j) d\varepsilon$$

で与えられる。 $P_{\mu}(E, J)$ は親核 μ が (E, J) なる状態にある確率を与える分布関数である。

初期状態 (E, J) の親核 μ から運動エネルギー E_b の粒子 b が放出されたとき、娘核 のスピンの平均値 $\langle j(E_b) \rangle$ は

$$\langle j(E_b) \rangle = \frac{\sum_j j \cdot R_{\mu b}(E, J; \varepsilon, j)}{\sum_j R_{\mu b}(E, J; \varepsilon, j)} \quad \dots (\text{II-10})$$

で与えられる。また、粒子 b 放出によるスピンの変化量 $\Delta_b(E_b)$ は

$$\Delta_b(E_b) = J - \langle j(E_b) \rangle \quad (\text{II-11})$$

である。

次に、運動エネルギー E_b の粒子 b が持つ平均の軌道角運動量 $\langle l_b(E_b) \rangle$ を与える式を考える。次のような角運動量結合

$$\begin{aligned} \vec{J} &= \vec{j} + \vec{I} \\ \vec{I} &= \vec{l} + \vec{s} \end{aligned} \quad (\text{II-12})$$

をとると、初期状態 (E, J) の親核 μ から運動エネルギー E_b の粒子 b が軌道角運動量 $l_b(E_b)$ を持って放出される確率 $R_{\mu}^{l_b}(E, J)$ は

$$R_{\mu}^{l_b}(E, J) = T_{l_b}(E_b) \sum_{I=|l-s|}^{l+s} \sum_{j=|J-I|}^{J+I} p(E, j) \quad (\text{II-13})$$

で与えられる。(II-13)式を用いて、 $\langle l_b(E_b) \rangle$ は

$$\langle l_b(E_b) \rangle = \sum_{l_b} l_b \cdot R_{\mu}^{l_b}(E, J) / \sum_{l_b} R_{\mu}^{l_b}(E, J) \quad (\text{II-14})$$

で与えられる。

ここで注意すべきことは、初期状態 (E, J)

の親核から運動エネルギー E_b の粒子が放出されたとき、粒子 b の持つ平均の軌道角運動量 $\langle l_b(E_b) \rangle$ と、スピンの変化 $\Delta_b(E_b)$ とは等しくなれないということである。簡単のために粒子 b のスピンを 0 とすると、この事情は図 II-(15) に容易に示される。 $\Delta_b(E_b)$ は $|\vec{j}|$ と $|\langle \vec{j}(E_b) \rangle|$ の差で与えられるのに対して、 $\langle l_b(E_b) \rangle$ は $|\vec{j} - \langle \vec{j}(E_b) \rangle|$ で与えられる。

(II-9)式で与えられた放出粒子 b のエネルギー・スペクトルが、慣習的な式^{35,36)}

$$N(E_b) \propto E_b \sigma_{inv}(E_b) \exp(-E_b/T) \quad (\text{II-15})$$

と一致するのは、(II-7)式で慣性エネルギーが無限大という極限（または、励起エネルギーが系の回転エネルギーに比べてはるかに大きい場合）に限られる。

核温度 T は、娘核の準位密度 (II-7) 式に入っているパラメータであることに注意しておく必要がある。温度 T の液体からの巨視的な蒸発においては、分子 1 個の蒸発によって温度

は変化を受けないが、原子核の場合は変化を受ける。複合核反応で定義される核温度は粒子蒸発後の系（娘核）の温度であることを注意しておくことは大切である。

(2) hot spot モデルと統計計算

前平衡過程を記述する理論としては、軽イオン核反応では exciton model²⁷⁻²⁹⁾ が有名であるが、重イオン核反応への適用は初期状態として入射核に対応した exciton 数 (多粒子 - 多空孔対) を考えねばならない等、問題点が指摘されている³⁰⁾。一方、近年重イオン核反応に適用されている輸送理論^{48,49)} の考え方の 1 つとして、核物質中での "熱" の拡散という描像で前平衡過程を記述する試みか Weiner と Weström⁴³⁾ によってなされた。それは、hot spot モデルと呼ばれている。このモデルは、原子核が局所的に熱せられる (local heating) という状況 (まだだれもそれを見た者はいない) を基礎にしている。

local heating の可能性は 1938 年に Bethe⁵⁰⁾ によっていち早く指摘されている。短い文章なので以下に引用する。下線は筆者による。

3. Possible Deviations from the Evaporation Model of Nuclear Reactions. H. A. BETHE, *Cornell University*.—

If a nuclear particle of energy E comparable with the nuclear interaction energy V (or smaller) strikes a nucleus, it will lose practically all its energy in the "surface layer" of the nucleus. This process will cause an intense "local heating" of the part of the nucleus struck. The "heat" will then gradually spread over the whole nucleus. Since the local temperatures reached are very high it seems possible that a particle evaporates from the heated spot before the whole nucleus has come to thermal equilibrium. The probability of this occurrence depends on the heat conductivity k of the nucleus and is about $p = a^2 \omega / 2\pi k \times (2E/V)^{1/2}$ where a is the distance of neighbors, ω the natural frequency of vibration, and V the dissociation energy of the nucleus. For a solid body model, $k = \frac{1}{2} l u$ where $u \approx a \omega$ is the "velocity of sound" and l the mean free path of elastic waves. l will certainly be small; assuming $l = a$ and $E = V$, we get $p \approx 1$. Thus many of the particles produced in reactions with heavy nuclei may have energies considerably higher than those calculated from the assumption of uniform nuclear temperature, although much lower than the energy of the incident particle. These "too fast" particles will be emitted preferably in the backward direction.

核物質中の"熱"の拡散に対する正当性は、原子核の熱伝導率 (heat conductivity), いいかえれば主として核子の平均自由行程に依っており、それらが小さいことで保証されると思われる。高エネルギー重イオン核反応では、入射核と標的核の"重なり合った部分"からの"火の玉 (fire ball)"⁵¹⁾の発生が提唱されているが、hot spot との重要な相違は、fire ball が孤立系であるのに対して、hot spot は原子核の内で空間的に局在化した系であるということであろう。(他に相違点として、hot spot の構

成粒子は核子であるか fire ball の場合は核子以外に π 中間子, Δ 粒子があることを指摘できよう。) 図 II-(16) に, fire ball モデルと hot spot モデルの概念図を示す。

hot spot モデルに基づいた前平衡過程の記述を, 熱拡散方程式を解く方法⁴³⁾ではなく, その局所的熱平衡系 (hot spot) への統計理論の適用によって行なうことを考える。得たい情報は, hot spot から放出される粒子のエネルギー・スペクトル, その粒子の軌道角運動量, および粒子放出による hot spot のスピンの変化である。前節で紹介した統計理論によれば, それらの決定因子は, (II-4, 7) 式から, 透過係数 T_2 , level density parameter $a(q_0)$, 慣性性能率 I の3つである。

入射核と標的核が接触した核表面領域に, hot spot が形成されるとする。hot spot は複合系 (入射核 + 標的核) の中心から距離 R に存在し, 入射核によって持ち込まれたエネルギー E と角運動量 J をもっていると考える。

統計理論によれば，粒子を放出後の系 (hot spot : これを系 h と呼ぶことにする) の level density ρ^h と慣性モーメント I^h を考えなければならぬ。系 h に対して，フェルミ・ガスモデルの公式および経験式⁴²⁾

$$\rho^h T^h{}^2 = U^h \quad (II-16)$$

$$\rho^h = A^h / 9 \sim 10$$

が成り立つと仮定する。 T^h , U^h , A^h はそれぞれ系 h の核温度，内部励起エネルギーおよび質量数である。 U^h は

$$U^h = E - E_b - E_{rot} \quad (II-17)$$

で与えられる。 E_b は粒子 b の運動エネルギー， E_{rot} は系 h の回転エネルギーで系 h のスピン j^h を用いて

$$E_{rot} = \frac{j^h(j^h+1)\hbar^2}{2I^h} \quad (II-18)$$

で定義される。 また， I^h は

$$I^h = A^h R^2 \quad (II-19)$$

で定義した。

透過係数 T_l は、 $b + B$ 系での光学ポテンシ
38, 39, 41)
ャルを用いて計算された。それは、計算が可能
であるという現実的な理由の他に、hot spot
から放出される粒子 b は、hot spot 以外の "
冷たい部分 (cold system)" のポテンシャル (こ
たとえば、ワーロン・ポテンシャル) にも支
配されると考えられるからである。

以上、統計理論で本質的な役割を果たす 3 つ
のパラメタのうち T_l は独立に計算可能であ
り、 a, I は (II-16 ~ 19) 式から 1 つのパラメタ
核温度 T によって決定される。実験からは放
出粒子のエネルギー・スペクトルが得られる
ので (II-9) 式から核温度 T を決定することが
できる。核温度 T を使えば、(II-4, 10, 11, 13, 14)
式は hot spot から放出される粒子の軌道角運
動量と、粒子放出による hot spot のスピン変
化を教えてくれる。

(3) 角運動量の建設

— γ 線多重度から角運動量へ —

γ 線多重度とは、着目している核反応が1回起こったとき放出される γ 線の個数である。ここで問題にするのは平均の個数で、これを平均の γ 線多重度 ($\langle M_\gamma \rangle$: average γ multiplicity) と呼ぶ。 $\langle M_\gamma \rangle$ はその γ 線の多重極度が明確であればただちに角運動量に変換できる重要な実験量である。たとえば、電気四重極 (E2) 遷移ばかりであれば着目している系が γ 線を放出し始める状態の角運動量は $2\langle M_\gamma \rangle$ である。しかし現実には単一の多重極遷移であることは望めない。

重イオン核反応では、大きなエネルギーと角運動量の移行が起こる。話を具体的にするために、 $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha\alpha n) ^{169-2\alpha}\text{Yb}$, $\alpha=4, 5, 6$ 反応を考える。ここで、 α 粒子は中性子より時間的に先に放出され、中性子は系が平衡に達した後には放出されるとする。このときの粒子

放出および γ 線の放出を概念的に示したのが図 II-17) である。系は粒子放出が終わると γ 線を放出し始めるが, yrast line 近くまでは連続準位間の全く統計的にランダムな遷移である statistical decay が起り, 次に yrast line に沿って基底状態まで主として E2 遷移が起る。特に, 偶-偶核である ^{164}Yb のエネルギー準位には美しい基底状態回転バンド構造が見られる。

γ 線を放出し始める状態の平均の角運動量 $\langle J_\gamma \rangle$ は, 測定された平均の γ 線多重度 $\langle M_\gamma \rangle$ (実験から $\langle M_\gamma \rangle$ を求める方法は付録 3 を参照の事) を用いて,

$$\langle J_\gamma \rangle = 2(\langle M_\gamma \rangle - \langle M_s \rangle) + f_s \langle M_s \rangle + J_0 \quad (\text{II-20})$$

で与えられる。ここに, $\langle M_s \rangle$ は statistical decay で放出される γ 線の平均個数で, f_s はその γ 線 1 個あたり持ち出す角運動量である。 J_0 は $\langle M_\gamma \rangle$ の測定で, 測定しなかった低エネルギーの γ 線に対する補正で, 着目している残留核

の励起状態のスピン値に依存している。

$(^{14}\text{N}, \alpha 5n)$ チャネルでの偶-偶核 (^{164}Yb) に対しては 2枚, $(^{14}\text{N}, \alpha 4n)$ と $(^{14}\text{N}, \alpha 6n)$ チャネルでの奇核 (^{165}Yb , ^{163}Yb) に対しては 6.5枚 である。⁵²⁾ $\langle M_S \rangle$ と f_S の値については, Sarantites et al. の経験的な解析に従って

$$\langle M_S \rangle = 3.1 + 0.019 E^* \quad (\text{II-21})$$

$$f_S = 0.36$$

とした。ここに, E^* は γ 線を放出し始める状態の励起エネルギーである。ただし, $\langle M_S \rangle$ は $(\text{HI}, \alpha n)$ 反応での $\langle J_Y \rangle$ の評価に対して使われた値である。また f_S は, 文献⁵²⁾で $^{159}\text{Gd} + ^{12}\text{C}$ (112 MeV) 反応に対して使った値である。実際は, f_S にも E^* 依存性はあるが簡単のためこれを無視した。

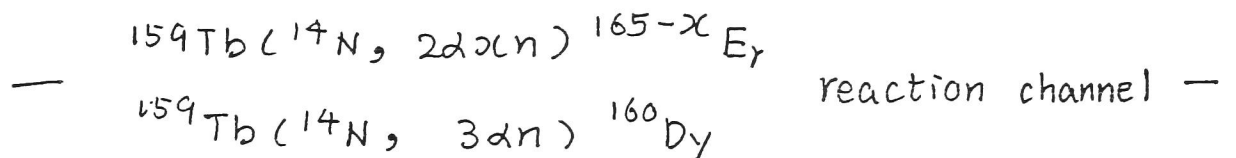
着目する核反応 $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha \alpha n) ^{169-\alpha}\text{Yb}$ に関与する入口チャネルの平均の軌道角運動量 $\langle L_i \rangle$ は, $\langle J_r \rangle$ に α 個の中性子放出と α 粒子放出による残留核のスピン変化量 $\alpha \cdot \Delta n$ と $\Delta \alpha$ を加えて得られる。すなわち,

$$\langle l_i \rangle \approx \langle J_T \rangle + \kappa \cdot \Delta_n + \Delta_\alpha \quad (\text{II-22})$$

である。ここで、入射核と標的核のスピン（ $^{14}\text{N}: 1^+$, $^{159}\text{Tb}: 3/2^+$ ）は $\langle l_i \rangle$ に比べて十分小さいので無視した。注意しなければならないのは、 Δ_n と Δ_α はそれぞれ中性子および α 粒子の軌道角運動量とは一般に等しくないということである。 Δ_n は複合核計算によって評価された。親核のスピンによって少し値は異なるが、 $\alpha 6n$ チャネルに対しては $\Delta_n = 0.6\text{h}$, $\alpha 5n$ と $\alpha 4n$ チャネルに対しては $\Delta_n = 1.0\text{h}$ を用いた。 $\alpha 6n$ チャネルに対する Δ_n の値が他より小さいのは、そのチャネルは相対的に高い励起エネルギーと低いスピンをもつ親核から生きているという事情に依っている。 Δ_α は、前節で述べたように Rot spot モデルに基づいた統計計算によって評価された。

II-4 解析結果

(1) ^8Be , 励起した ^{12}C 放出に由来する α 粒子



$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応における inclusive measurement から, ^8Be および励起した ^{12}C の反応断面積を評価することが出来る。

次のような重イオン核反応



において, 放出粒子 b の生成断面積 $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ は, b および B を基底状態に残す反応 Q 値 (これを Q_{gg} と呼ぶ) と

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto \exp(-Q_{gg}/T) \quad (\text{II-23})$$

$$Q_{gg} = -[M(A) + M(a) - M(b) - M(B)] c^2$$

なる関係があることが知られている⁵³⁾。これは Q_{gg} systematics と呼ばれている。粒子 b の

エネルギー・スペクトルは広いエネルギー範囲にわたって連続スペクトルであって、通常粒子 α および β は共に励起されている。(II-23)⁵⁴⁾ 式のような規則性があるのは、Bondorf et al. によれば重イオン核反応での核子移行反応が統計的平衡状態の性質を有しているからだと解釈されている。

図 II-(18)に、 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応で 25° で測定された Li, Be, B, C isotopes についての Q_{gg} systematics を示す。横軸は、Volkov⁵⁵⁾ による移行反応に伴う pairing energy の補正を Q_{gg} に施してある。この補正は、すべての isotopes について同じ傾き T (統計的解釈によれば核温度) を与えることされている。図 II-(18) には ^8Be に対する Q_{gg} の値を用いて評価されるその生成断面積の予想値を示している。また、 ^{12}C が α と ^8Be に分かれる (したがって α の α 粒子に崩壊する) しきい値は 7.7 MeV であるから、 $^{12}\text{C}^*$ (7.7 MeV) の生成断面積を評価することができれば、 α 粒子放出に対するその奇手

かわかる。励起状態の生成断面積も同じ Q_{gg} systematics に従うと仮定すると, ^{12}C に対する Q_{gg} から 7.7 MeV 差し引いた Q 値を用いて $^{12}\text{C}^*(7.7\text{ MeV})$ の生成断面積を求めることができる。図 II-(18) にはその予想値も示されている。

このようにして, いろいろな角度に対して ^8Be と $^{12}\text{C}^*(7.7\text{ MeV})$ の生成断面積が評価された。簡単のため, ^8Be および $^{12}\text{C}^*(7.7\text{ MeV})$ の崩壊によって生じる α 粒子の角分布は, α 粒子間の運動学的な妨かりを無視して, 各々 ^8Be $^{12}\text{C}^*(7.7\text{ MeV})$ の角分布を 2 倍, 3 倍して求められた。図 II-(19) に, ^8Be に由来する α 粒子の角分布の予想値を $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, 2\alpha xn)^{165-2\text{L}}\text{Er}$ $x=3, 4$ 反応で測定された α 粒子の角分布と比較する。また, $^{12}\text{C}^*(7.7\text{ MeV})$ に由来する α 粒子の角分布の予想値を $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, 3\alpha n)^{160}\text{Dy}$ 反応で測定された α 粒子の角分布と比較する。それぞれ互いによく一致している。とくに, $3\alpha n$ チャネルの α 粒子の角分布にみられる 30° 付近のピークは, $^{12}\text{C}^*(7.7\text{ MeV})$ から予想され

る α 粒子の角分布にも見られる。 $^{12}\text{C}^*(7.7\text{MeV})$ に由来する3つの α 粒子間の運動学的な広がり効果を考慮すれば、一致はいいそう良いといえる。

以上から、 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応で、 α 粒子と γ 線の同時測定によって明らかにされた主要な3つの α 粒子放出チャネル

$$1) \quad ^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha xn) ^{169-x}\text{Yb}, \quad x=4, 5, 6$$

$$2) \quad ^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, 2\alpha xn) ^{165-x}\text{Er}, \quad x=3, 4$$

$$3) \quad ^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, 3\alpha n) ^{160}\text{Dy}$$

のうち、2)は準弾性または深部非弾性衝突によって生成された ^8Be が飛行中に2つの α 粒子に崩壊する過程に、また3)は、同じく生成された励起した ^{12}C (励起エネルギー 7.7 MeV) が3つの α 粒子に崩壊する過程に対応していると結論される。このようにして、着目している前平衡 α 粒子放出過程として1)の反応チャネルを純粹に抽出することができた。

(2) 前平衡 α 粒子放出に関する平均の
入射軌道角運動量

$^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha xn) ^{169-x}\text{Yb}$, $x=4, 5, 6$ 反応チャネルに対して測定された平均の γ 線多重度 $\langle M_\gamma \rangle$ から, $^{169-x}\text{Yb}$ が γ 線を放出し始める状態 (γ 線放出に対する "entry state" と呼ばれる) の平均のスピン $\langle J_r \rangle$ と, 前平衡 α 粒子放出に関する平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ の値が導き出された。図 II-(20) に, hot spot モデルに基づく統計計算の結果得られた, 実験値を再現する前平衡 α 粒子のエネルギー・スペクトル (パラメータは核温度) と, α 粒子の持つ軌道角運動量 l_α (正確に言うと, 運動エネルギー E_α の α 粒子の持つ平均の軌道角運動量で, 前章 (II-14) 式で与えられる量 ; 以後単に, 軌道角運動量と呼び l_α で表わす) および, α 粒子放出によるスピン変化 Δ_α との比 Δ_α / l_α を示す。比較のため, 複合核反応の場合の値も示しておく。計算結果は, 前平衡 α 粒子は平衡 α 粒

子に比べて大きな軌道角運動量をもっているばかりでなく、残りの系のスピンを大きく変化させるという理解しやすい性質を示している。

ここにあらためて測定された平均の γ 線多重度 $\langle M_\gamma \rangle$ から前平衡 α 粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ を導いた式を一括して挙げておく。

Reaction channel: $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha x n)^{169-2x}\text{Yb}, x=4, 5, 6$

$$\langle l_i \rangle \approx \langle J_\gamma \rangle + x \cdot \Delta n + \Delta \alpha$$

$$\langle J_\gamma \rangle = 2(\langle M_\gamma \rangle - \langle M_s \rangle) + f_s \cdot \langle M_s \rangle + J_0$$

$$\langle M_s \rangle = 3.1 + 0.019 E^*$$

$$f_s = 0.36$$

$$\Delta n = \begin{cases} 0.6 \hbar & \text{for } x=6 \\ 1.0 \hbar & \text{for } x=4, 5 \end{cases}$$

$$J_0 = \begin{cases} 2 \hbar & \text{for } x=5 \\ 6.5 \hbar & \text{for } x=4, 6 \end{cases}$$

... (II-24)

表 II-(vii) に, 15° に放出された前平衡 α 粒子について測定された $\langle M_Y \rangle$ から (II-24) 式によって得られた $\langle J_Y \rangle$, $\langle l_i \rangle$ の値を示す。 $\alpha 5n$ チャネルに導く $\langle l_i \rangle$ の値は α 粒子の運動エネルギー E_α の増加と共にかなり減少している。これは一見, 高エネルギーの α 粒子は lower partial waves から生じているという奇妙な事柄を示唆しているようにみえる。しかしながら, $\alpha 2n$ チャネルに対する α 粒子のエネルギー・スペクトル (図 II-(14)) からわかるように, 高エネルギー α 粒子は $\alpha 5n$ チャネルより $\alpha 4n$ チャネルに主として由来していることに注目すべきである。表 II-(vii) が示すように $\alpha 4n$ チャネルへは higher partial waves (~ 43 h) が関与している。したがって, $\alpha 2n$ チャネルの高エネルギー α 粒子放出には主として $\alpha 4n$ チャネルへ導く higher partial waves が関与しているといえる。以上の事情は, 特定の 1 つの反応チャネルを取り出して議論すると誤った結論に到ることがあるという教訓になっているよ

うだ。

表 II-(viii) に, E_α について重率平均 (重率は反応断面積) をとった $\langle l_i \rangle$ の値を各放出角 θ_α 毎に示す。さらに θ_α について重率平均をとった $\langle l_i \rangle$ の値は $\alpha 4n$ チャネルに対して 43h, $\alpha 5n$ チャネルに対して 37h, $\alpha 6n$ チャネルに対して 31h で, 随伴する中性子の個数が少ないチャネルほど higher partial waves が関与している。名々の反応チャネルでは $\langle l_i \rangle$ の θ_α 依存性は無い。しかしながら, α 粒子の前方放出角では $\alpha 4n$ と $\alpha 5n$ チャネルに反応断面積の重率がかかり, 後方角では相対的に $\alpha 6n$ チャネルに重率がかかるため α 粒子の前方放出には, higher partial waves が関与していることが定性的に理解できる。実際, θ_α 毎に, $\alpha 4n$ チャネルについて重率平均をとった $\langle l_i \rangle$ の値 (表 II-(viii)) をみると, α 粒子の 15° 放出には 40h, 30° 放出には 38h, 45° 放出には 36h というように, α 粒子の前方放出には higher partial waves が関与しているのがわかる。

図 II-(21) に, $\alpha x n$ ($x=4,5,6$) チャネルについて求めた $\langle l_i \rangle$ の値 (E_α と Q_α についての重率平均値) を示す。図中, A は完全融合反応に対する臨界角運動量 l_{cr} , B は完全融合反応を起こす平均の軌道角運動量 $l_{av} (\approx \frac{2}{3} l_{cr})$, C は grazing angular momentum l_{gr} を示す。 l_{cr} としては Bass¹¹⁾ と Wilczyński¹⁰⁾ の方法で計算された値(付録 4 参照; Bass は 51h, Wilczyński は 48h を与える)のうち小さい方を示す。また, l_{gr} は弾性散乱の光学模型による解析から得られた値 57h を示した。以上より, 着目している α 粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量は, 完全融合反応に対する臨界角運動量のすぐ下に存在していると結論できる。これは完全融合反応途中の前平衡過程での α 粒子放出の描像を強く支持しているといえる。

いまの $\langle l_i \rangle$ の評価における不確かさを検討しておく。第1に、平均の γ 線多重度を求めるときに使用した $\alpha-\gamma-\gamma$ 角度相関に対する補正係数の値 1.2 が与えられる (付録3参照)。ちなみに、その補正係数として 1.3 を使うと、いま評価された $\langle l_i \rangle$ の値は約3%増加する。第2に、 α 粒子放出による残留核のスピン変化 $\Delta\alpha$ が与えられる。hot spot モデルに基づく統計計算の重要な事柄は $\Delta\alpha$ は l_α と等しくないということであった。ここでは、 l_α を文献²²⁾ で与えられた式

$$l_\alpha(E_\alpha) = R [2\mu(E_\alpha - V)^{1/2}] \quad (\text{II-25})$$

で評価する。ここに、 μ は換算質量、 V は距離 R でのポテンシャル障壁の高さである。 R として strong absorption radius¹⁶⁾

$$R = 1.07 (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}) + 3.0 \text{ fm} \quad (\text{II-26})$$

をとる。(II-25) 式は運動エネルギー E_α の α 粒子の持ちうる最大の l_α を与える。表 II-(ix)

に、(II-25) 式' による λ_{α} の計算結果を hot spot
モデルに基づく統計計算の結果と比較して示
す。(II-25) 式' は、いまの場合と比べて 2-4 桁
大きい値を与える。

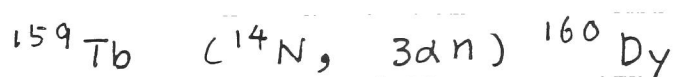
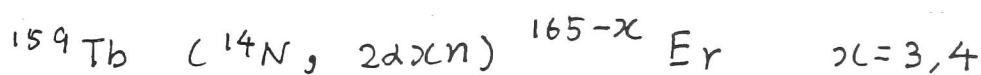
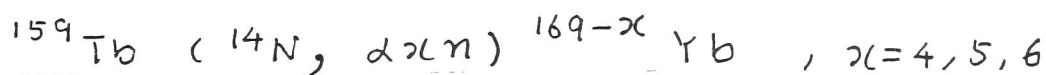
II-5 ま と め と 考 察

(1) ま と め

第 II 部 について これまで 明らか になっ た 事柄 を ここ に 要約 す る。

(i) 前 方 角 (15°) で 測 定 さ れ た inclusive α 粒 子 の エ ネ ル ギ ー ・ ス ペ ク ト ル に, γ 線 と の 同 時 測 定 で は 観 測 さ れ な い 成 分 が 見 つ か っ た。こ の 成 分 は 入 射 核 の elastic breakup に 由 来 し て い る と 考 え ら れ る。そ の 成 分 は 入 射 核 の 速 度 に 対 応 す る エ ネ ル ギ ー ($\sim 33 \text{ MeV}$) より 約 5 MeV 大 き な エ ネ ル ギ ー を 持 っ て お り, 出 口 チ ャ ネ ル で の ク ー ロ ン エ ネ ル ギ ー の gain (利 得) に よ る も の と 解 釈 さ れ る。

(ii) $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反 応 で α 粒 子 放 出 に 関 与 す る 反 応 チ ャ ネ ル と し て 次 の ろ つ



が確かめられ、各々について α 粒子のエネルギー・スペクトルと角分布が得られた。

(iii) $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, 2\alpha n) ^{165-x}\text{Er}$ $x=3, 4$ 反応チャネルは、導弾性または深部非弾性衝突の結果生成された ^8Be が飛行中に2つの α 粒子に崩壊する過程に対応していると推察された。その断面積は前方角で inclusive α 粒子の20-25%を占めている。

(iv) $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, 3\alpha n) ^{160}\text{Dy}$ チャネルは、導弾性または深部非弾性衝突による反応生成物である励起した ^{12}C が飛行中に3つの α 粒子に崩壊する過程に対応していると推察された。その断面積は前方角で inclusive α 粒子の10%以下である。

(v) $^{159}\text{Tb} (^{14}\text{N}, \alpha n) ^{169-x}\text{Yb}$ $x=4, 5, 6$ 反応チャネルは着目している前平衡 α 粒子放出過程であり、inclusive α 粒子の反応断面積から(iii), (iv) を差し引くと残りはほぼこの過程の反応断面積に一致している。

(vi) 前平衡 α 粒子放出に伴う平均の γ 線多重

度 $\langle M_Y \rangle$ が、 α 粒子の放出角と運動エネルギーの関数として測定された。 $\langle M_Y \rangle$ は γ 崩壊を始める状態のスピン値 $\langle J_Y \rangle$ に変換された。さらに、中性子放出による残留核のスピンの変化量 Δn が複合核計算から、また α 粒子放出による残留核のスピン変化量 $\Delta \alpha$ が hot spot モデルに基づいた統計計算から求められた。 $\Delta n, \Delta \alpha$ を用いて $\langle J_Y \rangle$ から前平衡 α 粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ が評価された。その結果、 $\langle l_i \rangle$ は完全融合反応に対する臨界角運動量 l_{cr} のすぐ下に存在していることがわかった。これは α 粒子が完全融合反応の前平衡過程で放出されるという解釈に self-consistent な結論といえる。

(vii) 大きな $\langle l_i \rangle$ が関与する前平衡 α 粒子は、運動エネルギーが大きく随伴する中性子の個数は少ない。逆に小さな $\langle l_i \rangle$ が関与する場合は、 α 粒子の運動エネルギーが小さく随伴する中性子の個数は多い。

(viii) 各々の前平衡 α 粒子放出チャネルでは

$\langle l_i \rangle$ の α 粒子放出角依存性は無い。 α \times n チャネルについて角分布で重率平均をけると容易にわかるように前方角への前平衡 α 粒子放出には higher partial waves が関与している。

(2) エネルギー - 緩和時間

$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応で測定された α 粒子のエネルギー・スペクトルは統計公式⁴⁶⁾を用いて fit された。 α 粒子の放出角度の関数として得られた核温度 $T(\theta)$ から平衡核温度 T_{eq} を差し引いた量は、第 I 部の考察で指摘されたように θ と近似的に

$$T(\theta) - T_{eq} \propto \exp(-\theta/\mu)$$

の関係があることが図 II-(22) からわかる。

再び、崩壊定数 μ ($= 52^\circ$) を hot spot のエネルギー - 緩和時間 τ_{hs} に変換する。ただし、ここでは ^{14}N によって持ち込まれた入射軌道角運動量 l_i は hot spot に移行 (transfer) されていると考える。hot spot は複合系 (入射核 + 標的核) の核表面 (中心から距離 R) に形成され、 α 粒子は簡単のため hot spot の運動の接線方向に放出されるとする。hot spot の、複合核の中心のまわりの回転の角速度 ω は、 α 粒

子の放出角 θ の関数として

$$\omega(\theta) = \frac{\ell_i}{I^{\text{RS}}(\theta)} \quad (\text{II-27})$$

で与えられる。ここに、 $I^{\text{RS}}(\theta)$ は hot spot の慣性能率で質量数 $A^{\text{RS}}(\theta)$ を用いて

$$I^{\text{RS}}(\theta) = A^{\text{RS}}(\theta) \cdot R^2 \quad (\text{II-28})$$

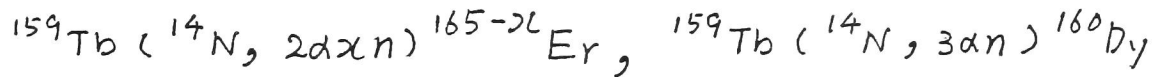
で与えられる。 $A^{\text{RS}}(\theta)$ は、 θ の増大とともにゆっくり増加するから $\omega(\theta)$ はゆっくりと減少する。このとき τ_{RS} は微小時間 $\Delta\theta / \omega(\theta)$ を角度について 0 から崩壊定数 μ まで足し合わせて評価される。ここでは hot spot の形成の時間の原点を、 0° への α 粒子放出に対応させており、これは仮定である。 ℓ_i としては $\alpha 4n$ と $\alpha 5n$ チャネルについて評価された $\langle \ell_i \rangle$ を重率平均した値 $39n$ を用いる。このようにして得られたエネルギー緩和時間は 4.5×10^{-22} sec であった。

ここで評価されたエネルギー緩和時間は、第 I 部考察で評価された値と比べてほぼ 10 倍

短い。これは、 li が複合系（入射核＋標的核）全体に移行されるか、hot spotに移行されるかという基本的な描像の違いから生じている。

最後に、ここで得られた時間は、石原等⁵⁶⁾が $^{27}\text{Al} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応での α 粒子間の final state interaction の効果から評価した、2個の α 粒子が放出される時間間隔 3×10^{-22} sec とよく一致していることを指摘しておきたい。

(3) 一般化された臨界角運動量による



反応チャネルの解釈

$(^{14}\text{N}, 2\alpha 3n)$ および $(^{14}\text{N}, 3\alpha n)$ チャネルに対して得られた平均の γ 線多重度の値は、それぞれ 12.4, 8.0 であった。これらは $(^{14}\text{N}, \alpha n)$ チャネルと同じ方法で、各々 2 個の α 粒子 (^8Be)、3 個の α 粒子 (excited ^{12}C) 放出後の状態の平均の角運動量 ($\langle J_n \rangle$: 別の言い方をすれば中性子放出を始める状態の角運動量で $\langle J_n \rangle$ で表わす) に変換された。得られた $\langle J_n \rangle$ の値は $2\alpha 3n$ チャネルに対して 23h, $3\alpha n$ チャネルに対して 13h であった。ここで注意すべきことは、 $\langle M_\gamma \rangle$ と $\langle J_n \rangle$ を求めるにあたって、 α - γ - γ 角度相関に対する補正係数 C (付録 3) と statistical decay で放出される γ 線の平均個数 $\langle M_S \rangle$ (II-22 式) については、 αn チャネルの場合と同じ値を使うべきではないかもしれないということがある。何故なら、 ^8Be , excited ^{12}C

放出のような準弾性または深部非弾性衝突過程と前平衡 α 粒子放出過程とは、核整列 (spin alignment) および γ -decay の始まる内部励起状態は異なっていると考えられるからである。

$\langle J_n \rangle$ の値を使って平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ を得るためには、 ^8Be および excited ^{12}C の持ち出した角運動量を知らねばならない。簡単のため、 $\langle l_i \rangle$ は放出粒子と移行粒子にそれらの質量数の比で分割されると仮定する。このとき、 $2\alpha 3n$ チャネル (^8Be 放出, ^6Li 移行) に対しては $\langle J_n \rangle = \frac{6}{14} \langle l_i \rangle$ から $\langle l_i \rangle = 54\hbar$, $3\alpha n$ チャネル (excited ^{12}C 放出, α 移行) に対しては $\langle J_n \rangle = \frac{2}{14} \langle l_i \rangle$ から $\langle l_i \rangle = 93\hbar$ を得る。 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 系の grazing angular momentum l_{gr} は $57\hbar$, 完全融合反応に対する臨界角運動量 l_{cr} は $48-51\hbar$ であったから、 ^8Be 放出反応である $2\alpha 3n$ チャネルに関与する $\langle l_i \rangle$ が l_{cr} と l_{gr} の間に存在しているのはその深部非弾性衝突としての描像に一致している。しかしながら、 $3\alpha n$ チャネルに対して評価された $\langle l_i \rangle$

の値は l_{gr} よりはるかに大きい。これは、角運動量移行に対して、移行質量の他に内部励起の効果も考慮されなければならないことを示唆していると思われる。

一方、Siwek-Wilczyńska et al.¹⁹⁾ による "一般化された臨界角運動量 (generalized critical angular momentum)" の方法に従って、いまの ${}^8\text{Be}$ 放出および ${}^{12}\text{C}$ (励起しているかどうかは問わない) 放出に関する入射軌道角運動量 $l_i({}^8\text{Be})$, $l_i({}^{12}\text{C})$ を評価する。 ${}^{10}\text{B} + \text{Tb}$, ${}^6\text{Li} + \text{Tb}$, $\text{d} + \text{Tb}$ 系に対する完全融合反応の臨界角運動量, $l_{cr}({}^{10}\text{B} + \text{Tb})$, $l_{cr}({}^6\text{Li} + \text{Tb})$, $l_{cr}(\text{d} + \text{Tb})$ を用いて, $l_i({}^8\text{Be})$, $l_i({}^{12}\text{C})$ は次のような l -window を指定される。

$$\frac{14}{10} l_{cr}({}^{10}\text{B} + \text{Tb}) < l_i({}^8\text{Be}) < \frac{14}{6} l_{cr}({}^6\text{Li} + \text{Tb}) < l_i({}^{12}\text{C}) < \frac{17}{2} l_{cr}(\text{d} + \text{Tb})$$

... (II-29)

l_{cr} は、文献¹⁹⁾ に従って Wilczyński¹⁰⁾ の方法で、ただし half-density radius とし Myers⁵⁷⁾ による値を使って計算された (付録4参照)。得ら

れた値は $l_{cr}(^{10}\text{B} + \text{Tb}) = 39 \text{ n}$, $l_{cr}(^6\text{Li} + \text{Tb}) = 27 \text{ n}$ であつた。(II-29) 式で $l_i(^8\text{Be})$ に対する上限 $\frac{14}{6} l_{cr}(^6\text{Li} + \text{Tb}) \approx 62 \text{ n}$ は $l_{gr} (= 57 \text{ n})$ より大きい。ため、 $l_i(^{12}\text{C})$ は正しく予言されない。上限は事実上 l_{gr} で決まるため (II-29) 式の代わりに

$$54 \text{ n} < l_i(^8\text{Be}) < l_i(^{12}\text{C}) < 57 \text{ n} = l_{gr} \quad (\text{II-30})$$

を用いて、 $l_i(^8\text{Be}) \approx 55 \text{ n}$, $l_i(^{12}\text{C}) \approx 56 \text{ n}$ を仮定する。これらの値と共に実験から評価した $\langle J_n \rangle$ の値を用いると ^8Be , excited ^{12}C 放出による残留核のスピン変化量 $\Delta(^8\text{Be})$, $\Delta(^{12}\text{C}^*)$ を評価することができ、それぞれ $\Delta(^8\text{Be}) \approx 32 \text{ n}$, $\Delta(^{12}\text{C}^*) \approx 43 \text{ n}$ となる。 α 粒子 1 個あたりの変化量として $\Delta_\alpha = 14 - 16 \text{ n}$ が得られる。この値は α チャンネルについて hot spot モデルに基づく統計計算から、高エネルギー α 粒子に対して評価した値 (Δ_α) (表 II-(vi)) とほぼ等しいかやや大きい。

Table II-(i) Conditions for the experiment

Detector	angle	active area (mm ²)	sensitive depth (μm)	sensitive depth (μm)	dianstance (mm)	slit (mmφ)	absorber (μm)	acceptance angle (degree)
C1	15°(30°)	50	50	2000	35	6	Al-140	<u>±</u> 4.9
C2	45°(60°)	50	50	2000	45	6		<u>±</u> 3.8
C3	75°(90°)	50	50	2000	70	6		<u>±</u> 2.5
Ge(Li)	90°(in-plane)		2''φ × 2''		20		Pb-0.5	
NaI(Tl)	90°(out-of-plane)		3''φ × 3''		50		Cd-0.6	
							Cu-1.0	

Beam Intansity 1 nA (typically) on target

Counting rate NaI(Tl) 15 kcps(typically)

 Ge(Li) 20 kcps(typically)

 C1-C3 <100 cps

Total Efficiency Ge(Li) 5.5%

 NaI(Tl) 3.8%

Table II-(ii)

Examples of optical-model parameters using the potential of $(V+iW)[1+\exp(r-R/a)]^{-1}$ with $R=r_o A^{1/3}$ and $R_c=r_c A^{1/3}$.

V (MeV)	W (MeV)	r_o (fm)	a (fm)	r_c (fm)
99.6	78.7	1.15	0.45	1.20
74.5	59.5	1.17	0.45	1.20
50.1	40.2	1.20	0.44	1.20

Table II-(iii)

The total reaction cross section and the grazing angular momentum deduced from an optical-model and a quarter-point analyses.

Analysis	σ_r (mb/sr)	ℓ_{gr} (h)
optical-model	1690	57.2
Quart.-point	1577	56.6

Table II-(iv) Differential cross sections of exclusive and inclusive α particle
in the $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV.

Reaction channel	Differential cross section(mb/sr)					
	θ_{lab}					
	15°	30°	45°	60°	75°	90°
$\alpha 6n$	11.7+1.5	8.75+ 1.12	7.64+ 0.62	6.43+0.50	5.71+0.37	5.41+0.32
$\alpha 5n$	57.3+2.2	39.4+ 1.7	28.6+1.0	16.2+0.7	10.2+0.4	8.93+0.38
$\alpha 4n$	32.3+2.2	14.9+1.5	7.93+0.79	2.95+0.42		
$2\alpha 3n$	45.5+2.2	22.4+1.6	11.5+0.9	3.02+0.50	1.06+0.34	0.38+0.38
$2\alpha 4n$	15.3+0.8	7.72+0.60	0.45+0.03			
$3\alpha n$	7.81+1.58	11.0+1.4	6.69+0.76	1.70+0.48		
singles	275	132	68.0	36.0	22.0	16.5

Table 11-(v)

Average γ -ray multiplicities $\langle M_Y \rangle$ as a function of E_α and θ_α for the $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha\text{xn})$ reactions at 115 MeV.

Reaction channel	E_α (MeV)	$\langle M_Y \rangle$						Weighted average
		$\theta_\alpha = 15^\circ$	30°	45°	60°	75°	90°	
$\alpha 6n$	16-20	13.4 \pm 4.2	12.1 \pm 4.3	12.4 \pm 2.6	12.7 \pm 2.6	13.6 \pm 2.2	12.7 \pm 1.9	12.8 \pm 3.6
	20-24	14.0 \pm 6.6	11.8 \pm 6.4	13.8 \pm 4.4	12.1 \pm 3.8	15.2 \pm 4.0	12.0 \pm 3.5	13.2 \pm 5.9
$\alpha 5n$	16-20	19.1 \pm 2.0	18.6 \pm 2.2	19.5 \pm 2.0	19.6 \pm 2.3	19.2 \pm 1.8	18.9 \pm 1.7	19.1 \pm 2.1
	20-24	16.8 \pm 1.6	16.8 \pm 2.2	17.0 \pm 1.6	17.8 \pm 1.9	16.2 \pm 1.7	18.0 \pm 2.0	17.0 \pm 1.8
$\alpha 4n$	24-28	13.6 \pm 1.7	13.7 \pm 1.8	13.4 \pm 1.7	13.8 \pm 2.2	13.5 \pm 2.4	14.9 \pm 3.0	13.7 \pm 1.8
	28-32	11.4 \pm 2.2	10.8 \pm 2.8	11.7 \pm 2.2	11.7 \pm 2.6	13.4 \pm 4.2	14.9 \pm 4.3	11.5 \pm 2.5
$\alpha 4n$	32-36	9.2 \pm 4.6	9.2 \pm 6.5	10.0 \pm 4.2				9.3 \pm 5.2
	24-28	15.0 \pm 5.3	16.4 \pm 7.1	14.6 \pm 5.5				15.4 \pm 5.8
$\alpha 4n$	28-32	14.6 \pm 3.6	16.6 \pm 5.6	13.9 \pm 4.1				15.2 \pm 4.3
	32-36	13.5 \pm 2.3	15.1 \pm 3.6	13.6 \pm 4.3				14.0 \pm 2.8
$\alpha 4n$	36-40	14.2 \pm 2.8						14.2 \pm 2.8
	40-44	12.9 \pm 3.5						12.9 \pm 3.5

1) Energies given in the c.m. system.

Table II-(vi)

$\langle M_Y \rangle$ averaged over kinetic energies of α particles for various reaction channels.

θ_{lab}	$\langle M_Y \rangle$			
	$\alpha 6n$	$\alpha 5n$	$\alpha 4n$	$3\alpha n$
15°	13.8±4.0	15.0±0.8	14.2±2.0	12.4±1.4
30°	12.0±3.8	15.4±1.1	15.9±3.1	8.4±3.1
45°	13.1±2.6	15.6±0.8	14.1±2.8	7.3±2.9
60°	12.5±2.3	16.7±1.1		
75°	14.4±2.3	17.0±1.1		
90°	12.4±2.0	18.0±1.1		
Weighted mean	13.0±3.3	15.7±0.9	14.6±2.3	8.0±3.0

Table II-(vii)
Angular momenta characterizing the $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha \text{xn})^{169-x}\text{Yb}$ reaction when α particles are detected at 15° .

Reaction channel	E_{α}^{cm} (MeV) range average	E_{α}^{*2} (MeV)	$\langle M \rangle_{\gamma}$	$\langle M \rangle_s$	$\langle J \rangle_{\gamma}$	$\langle J \rangle_n^3$	$\langle \ell \rangle_{\alpha}^4$	Δ_{α}	$\frac{\Delta_{\alpha}}{\langle \ell \rangle_{\alpha}}$	$\langle \ell \rangle_i^5$
$\alpha 6n$	16-20	18.1	76.1	13.4 \pm 4.2	4.5	25.9	29.5	8.1	5.1	0.630
	20-24	21.7	72.5	14.0 \pm 6.6	4.5	27.1	30.7	10.5	7.3	0.695
	16-20	18.4	75.8	19.1 \pm 2.0	4.5	32.8	37.8	8.4	5.4	0.643
	20-24	22.0	72.2	16.8 \pm 1.6	4.5	28.2	33.2	10.6	7.4	0.698
$\alpha 5n$	24-28	25.8	68.4	13.6 \pm 1.7	4.4	22.0	27.0	12.7	9.2	0.724
	28-32	29.6	64.6	11.4 \pm 2.2	4.3	17.7	22.7	14.4	11.0	0.764
	32-36	33.5	60.7	9.2 \pm 4.6	4.3	13.3	18.3	16.1	12.8	0.795
	24-28	26.3	67.9	15.0 \pm 5.3	4.4	29.3	33.3	12.9	9.4	0.729
$\alpha 4n$	28-32	30.1	64.1	14.6 \pm 3.6	4.3	28.6	32.6	14.6	11.1	0.760
	32-36	33.8	60.4	13.5 \pm 2.3	4.2	26.6	30.6	16.3	12.6	0.773
	36-40	37.6	56.6	14.2 \pm 2.8	4.2	28.0	32.0	17.6	14.0	0.795
	40-44	41.6	52.6	12.9 \pm 3.5	4.1	25.6	29.6	19.0	15.2	0.800

2) Excitation energy after α -particle emission

3) Average angular momentum of "entry state" prior to neutron emission

4) Average orbital angular momentum of α particle

5) Average initial orbital angular momentum responsible for preequilibrium α particle emission

Table II-(viii)

Average initial angular momenta $\langle \ell_i \rangle$ leading to the $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha\text{xn})^{169-x}\text{Yb}$ reaction estimated from $\langle M_\gamma \rangle$ obtained after averaging over E_α . The given errors are estimated from those associated with $\langle M_\gamma \rangle$ only.

Reaction channel	$\langle \ell_i \rangle$ (h)						Weighted mean
	15°	30°	45°	60°	75°	90°	
$\alpha 6n$	36.5±8.0	30.4±7.6	31.3±5.2	29.7±4.6	33.2±4.6	29.8±4.0	32.3±6.7
$\alpha 5n$	38.4±1.6	36.8±2.2	36.1±1.6	36.8±2.2	36.1±2.2	38.3±2.2	37.3±1.8
$\alpha 4n$	44.2±4.0	44.9±6.2	39.1±5.6				43.7±4.5
Weighted mean	40.0±2.8	37.8±3.3	35.8±2.5	34.8±2.7	35.1±2.9	35.1±2.8	

Table II-(ix)

Comparison of ℓ_α estimated from eq. (4) with those from the hot-spot model. The former was calculated at $R = 1.07 (A_p^{1/3} + A_T^{1/3}) + 3.0$ fm, where A_p and A_T are mass numbers of projectile and target, respectively. The hot-spot emission was calculated with a value of T obtained from the best fit to the experimental spectrum at 15° .

E_α (MeV)	ℓ_α (h)	
	Eq. (4)	hot-spot
18.4	4.1	8.4
22.0	10.2	10.6
25.8	14.0	12.7
29.6	17.0	14.4
33.5	19.6	16.1
37.6	21.9	17.6
41.6	24.0	19.0

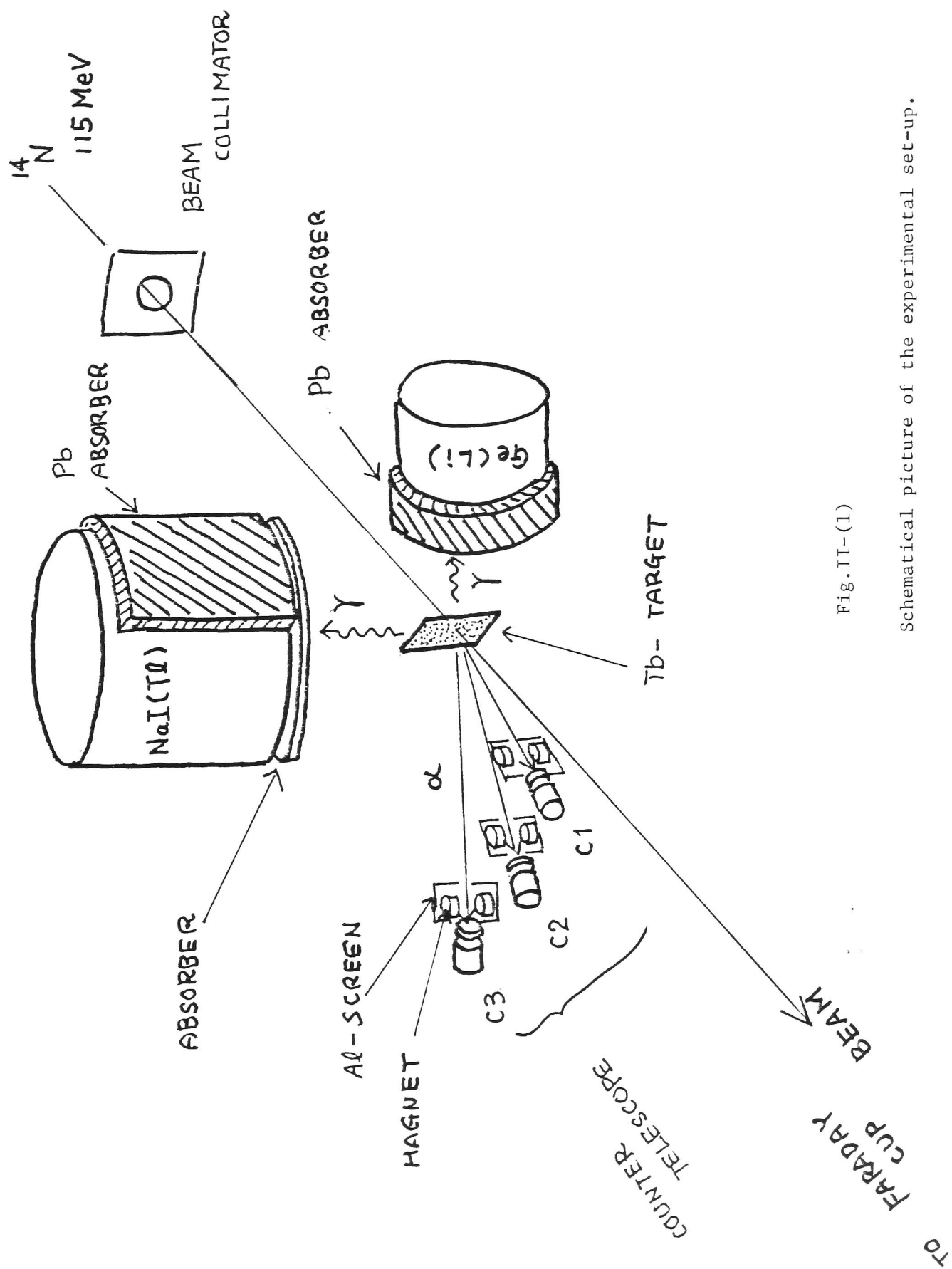


Fig. II-(1)

Schematic picture of the experimental set-up.

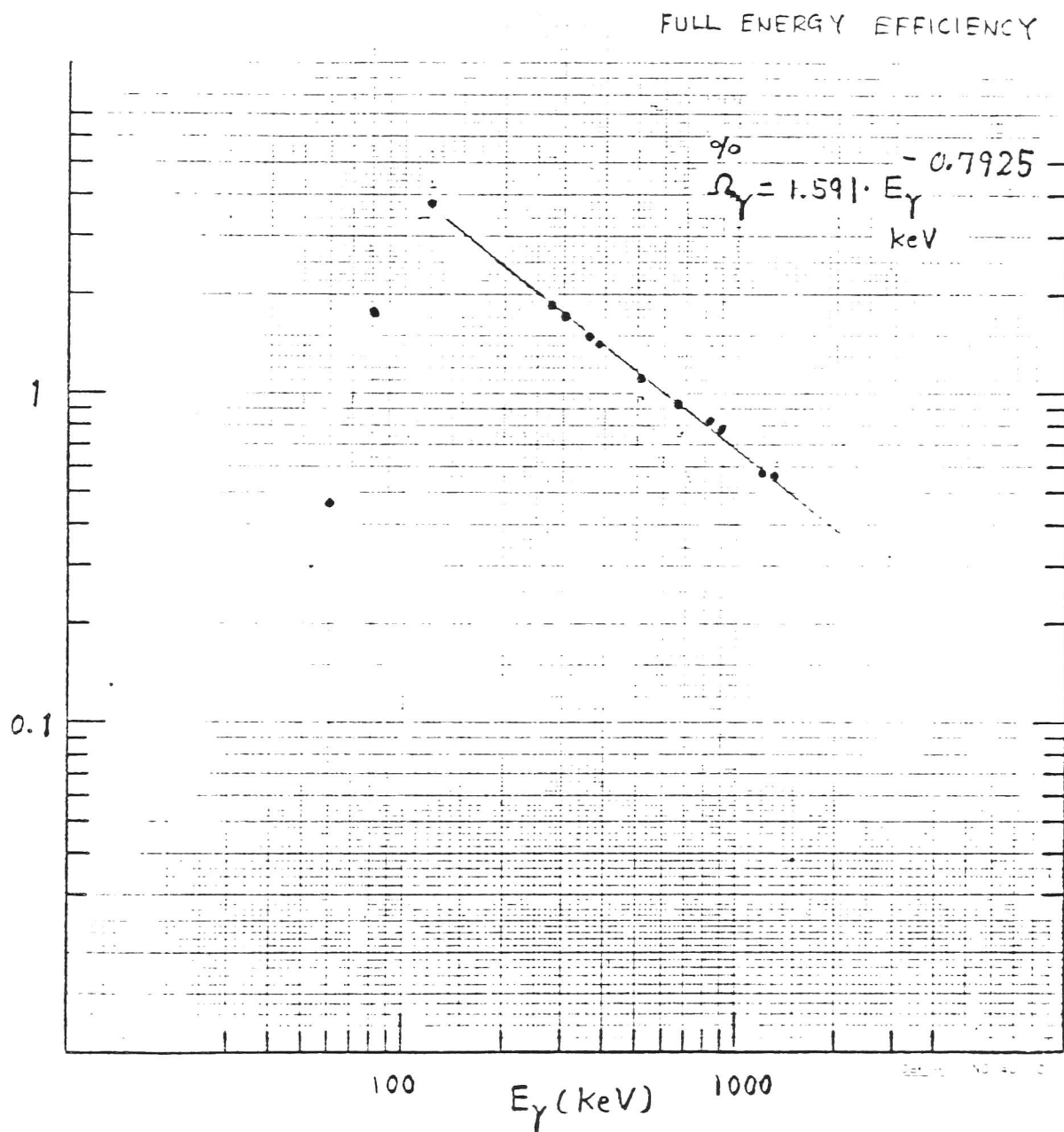


Fig.II-(2)

Full-energy-peak efficiency of Ge(Li) detector
versus energies of gamma rays.

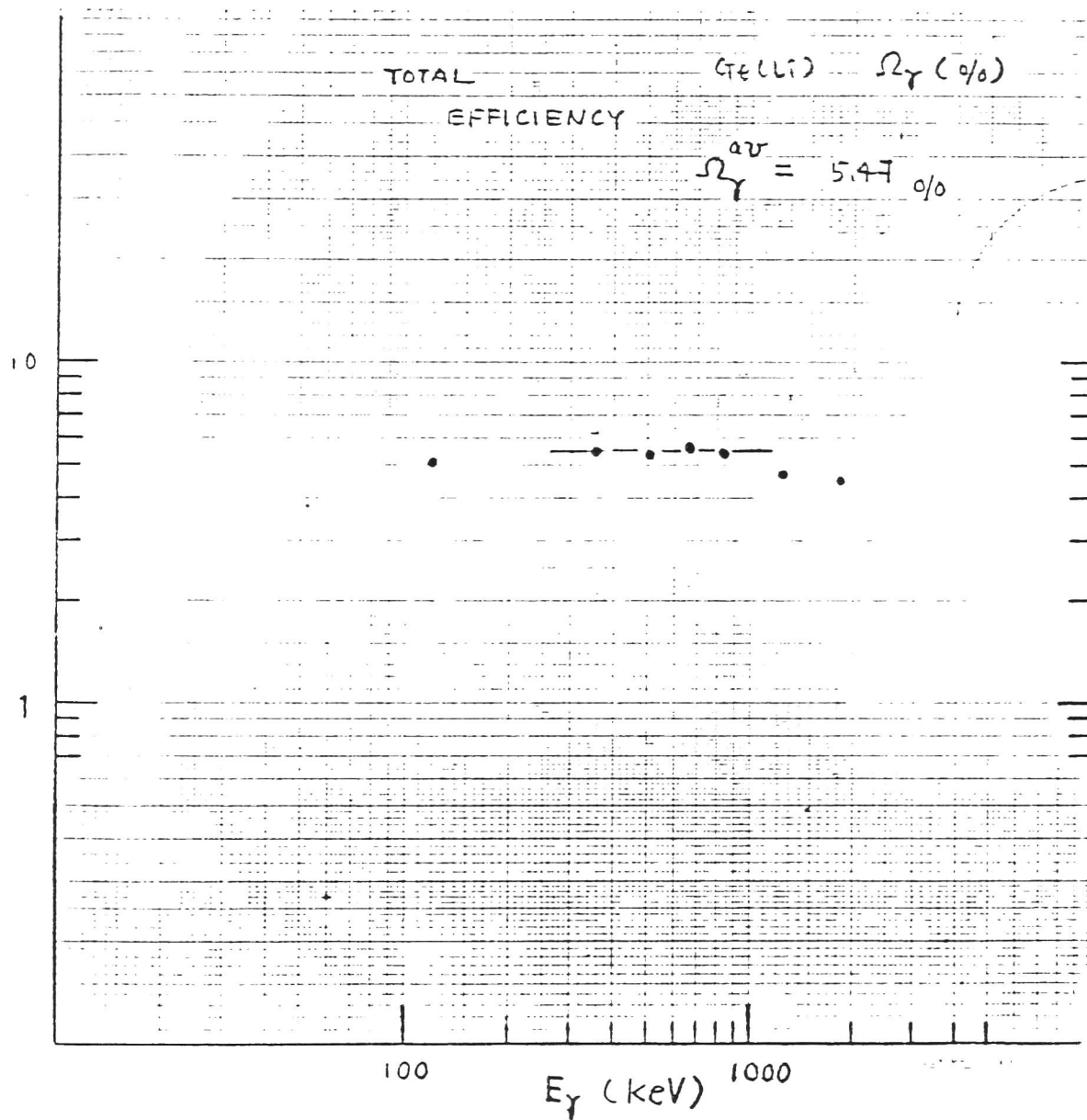


Fig.II-(3)

Total efficiency of Ge(Li) detector versus
energies of gamma rays.

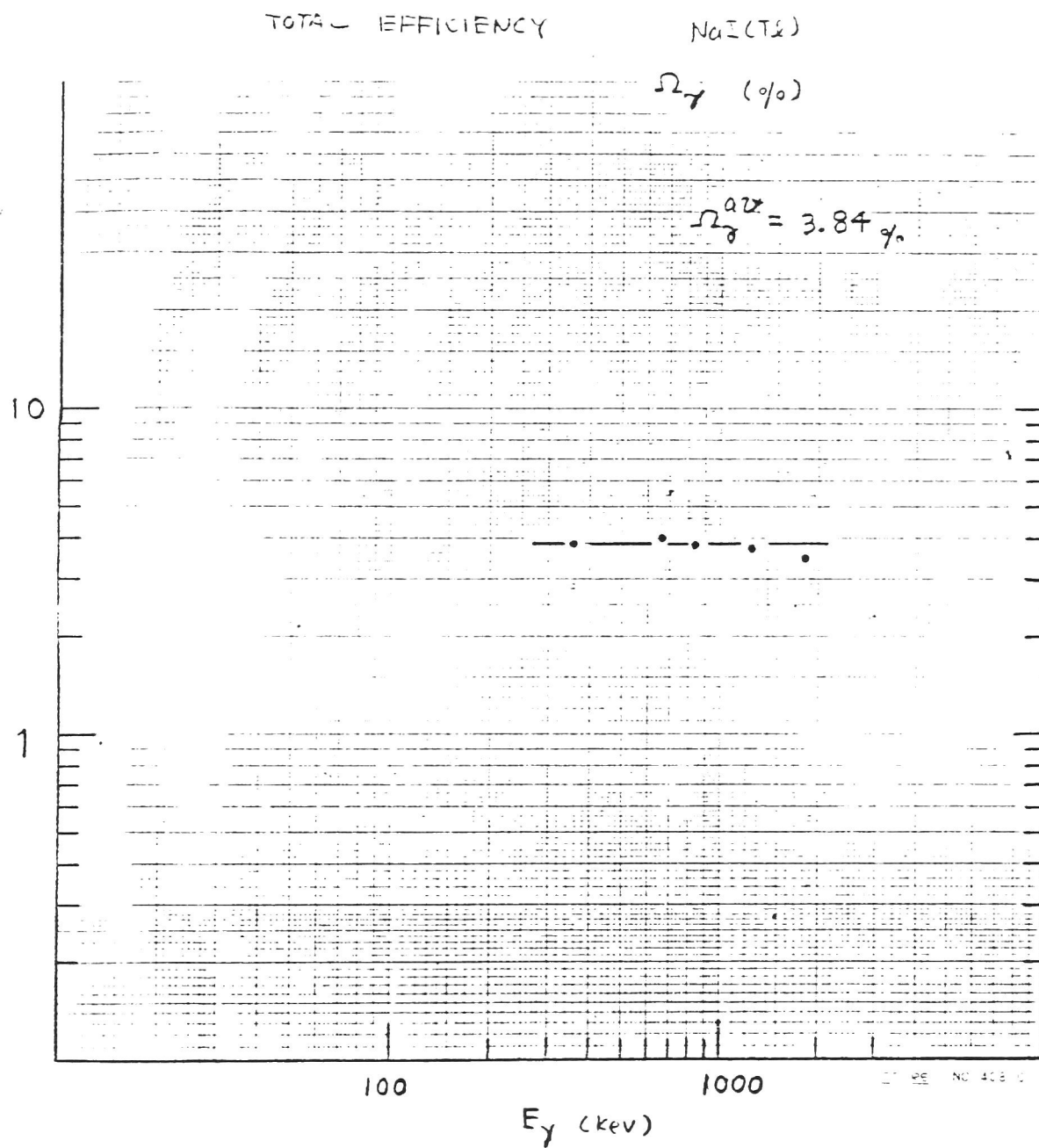


Fig. II-(4)

Total efficiency of NaI(Tl) detector versus energies of gamma rays.

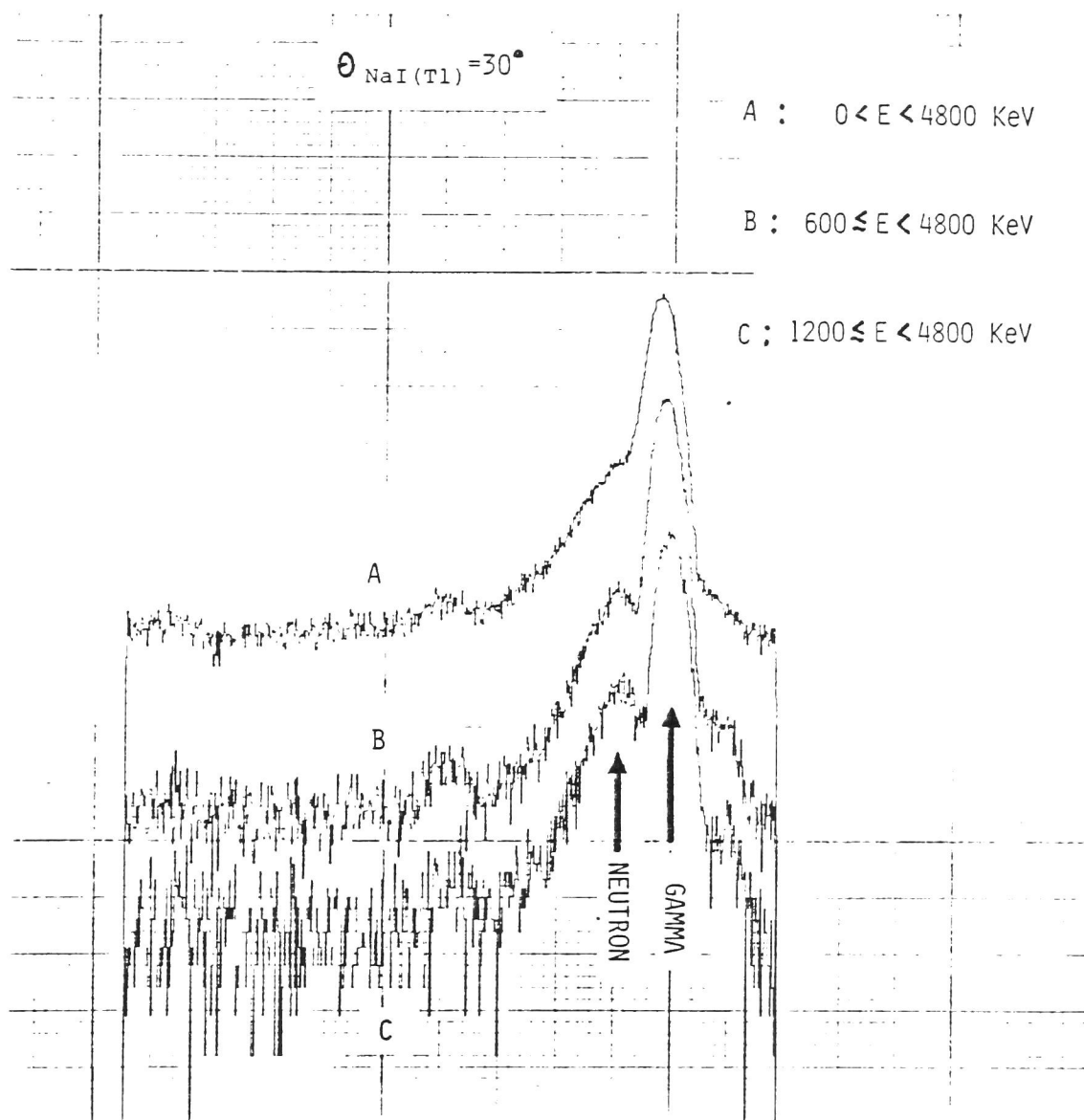


Fig.II-(5)

Time of flight spectra of neutrons and gamma rays.

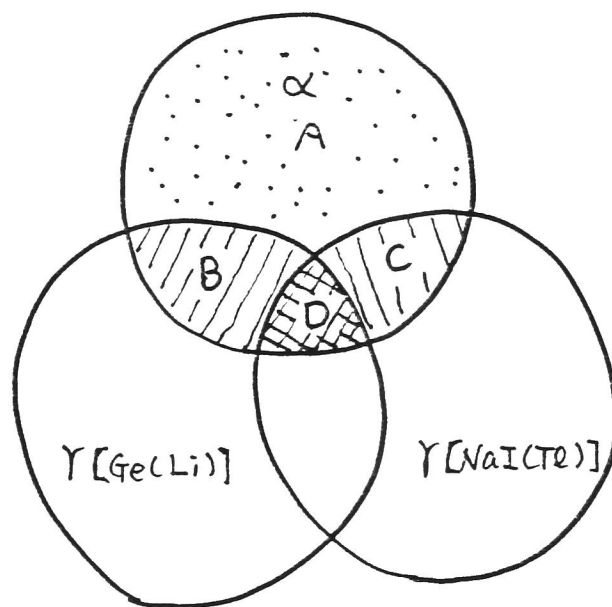


Fig.II-(6)

Diagram showing data acquisition.

$A+B+C+D$: singles alpha particles

$B+D$: α - γ (Ge(Li)) coincidences

$C+D$: α - γ (NaI(Tl)) coincidences

D : α - γ (Ge(Li))- γ (NaI(Tl)) triple coincidences

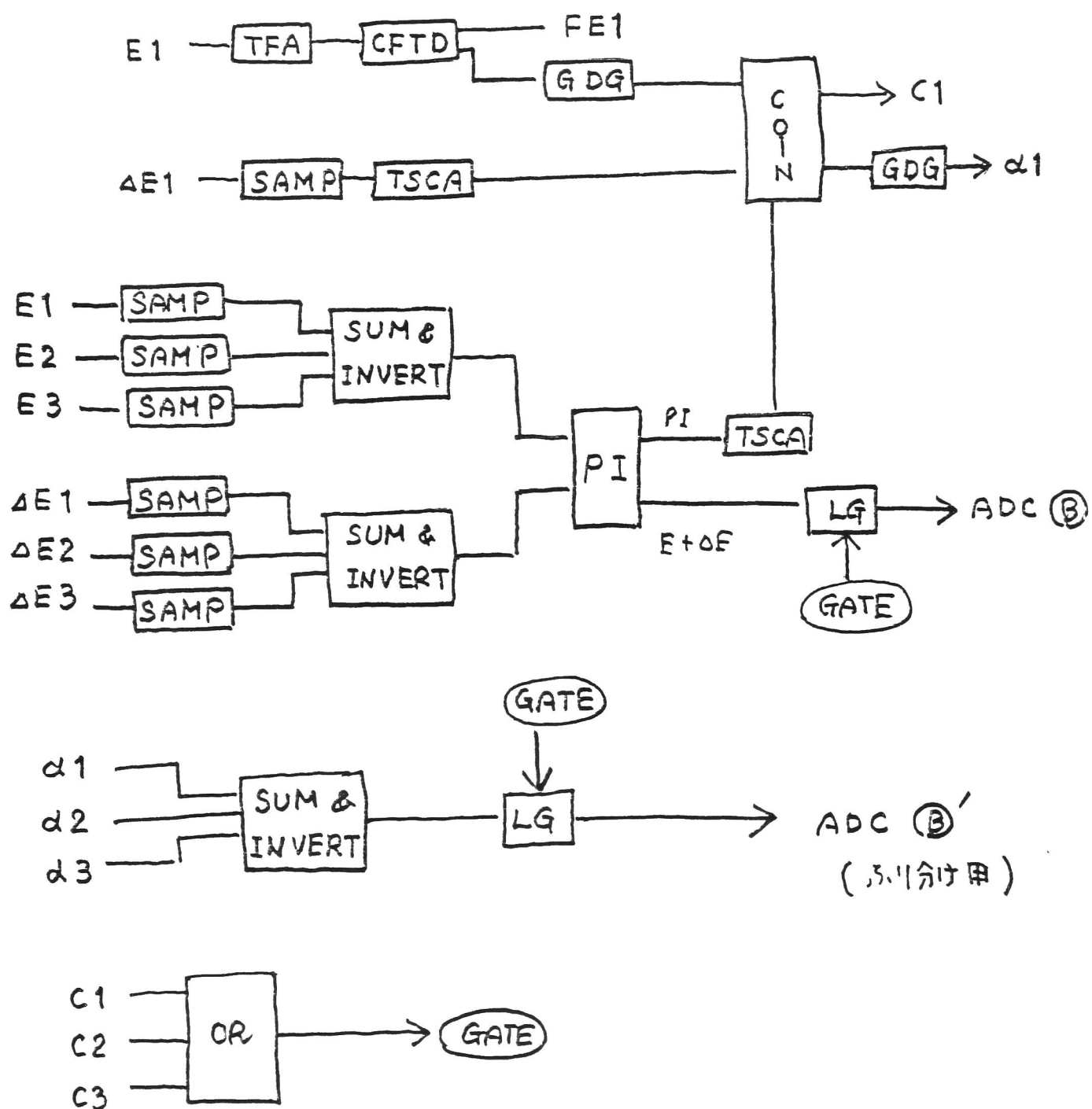


Fig. II-(7) (continued)

Block diagram of the electronics.

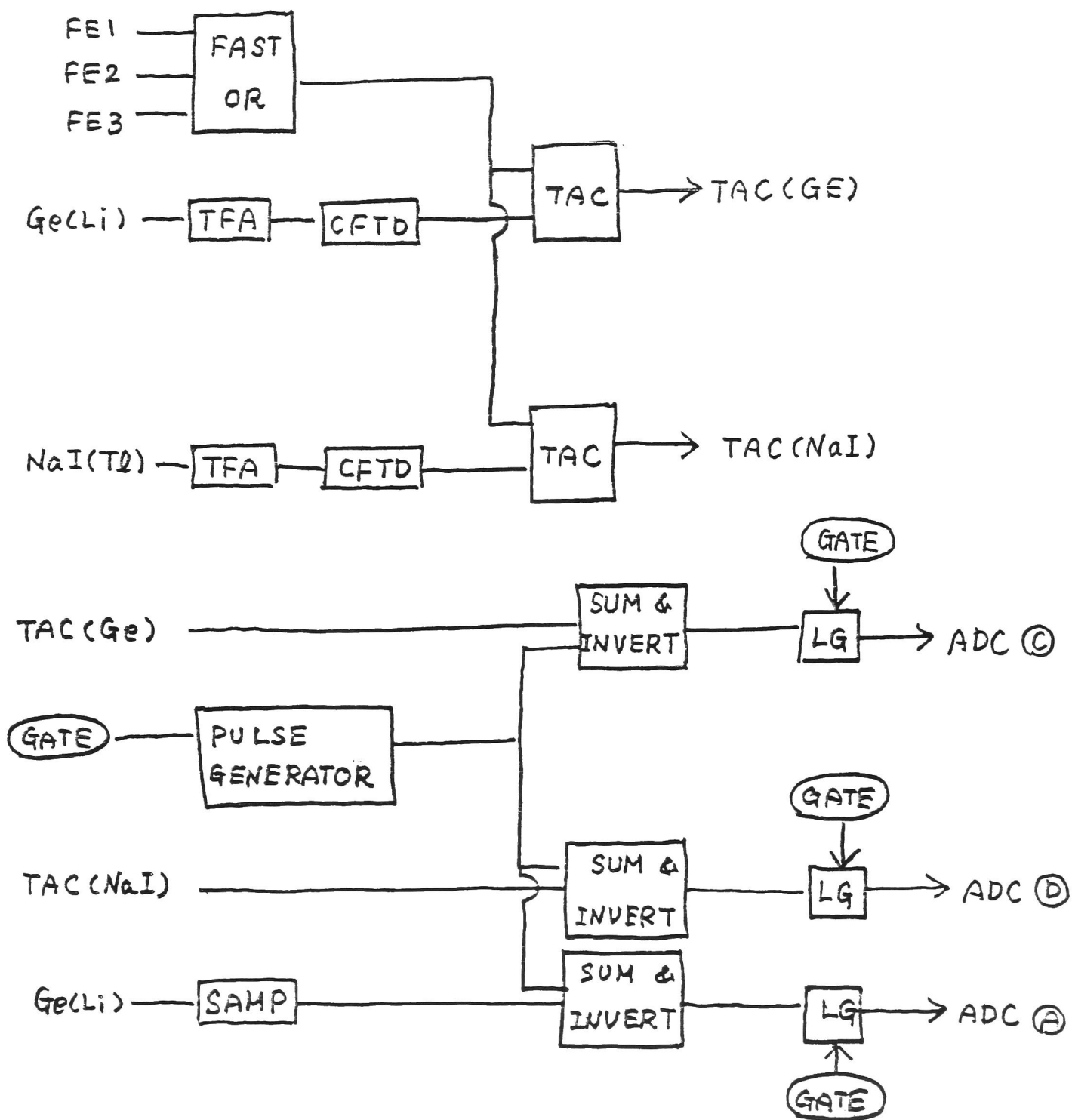


Table II-(7) (continued)

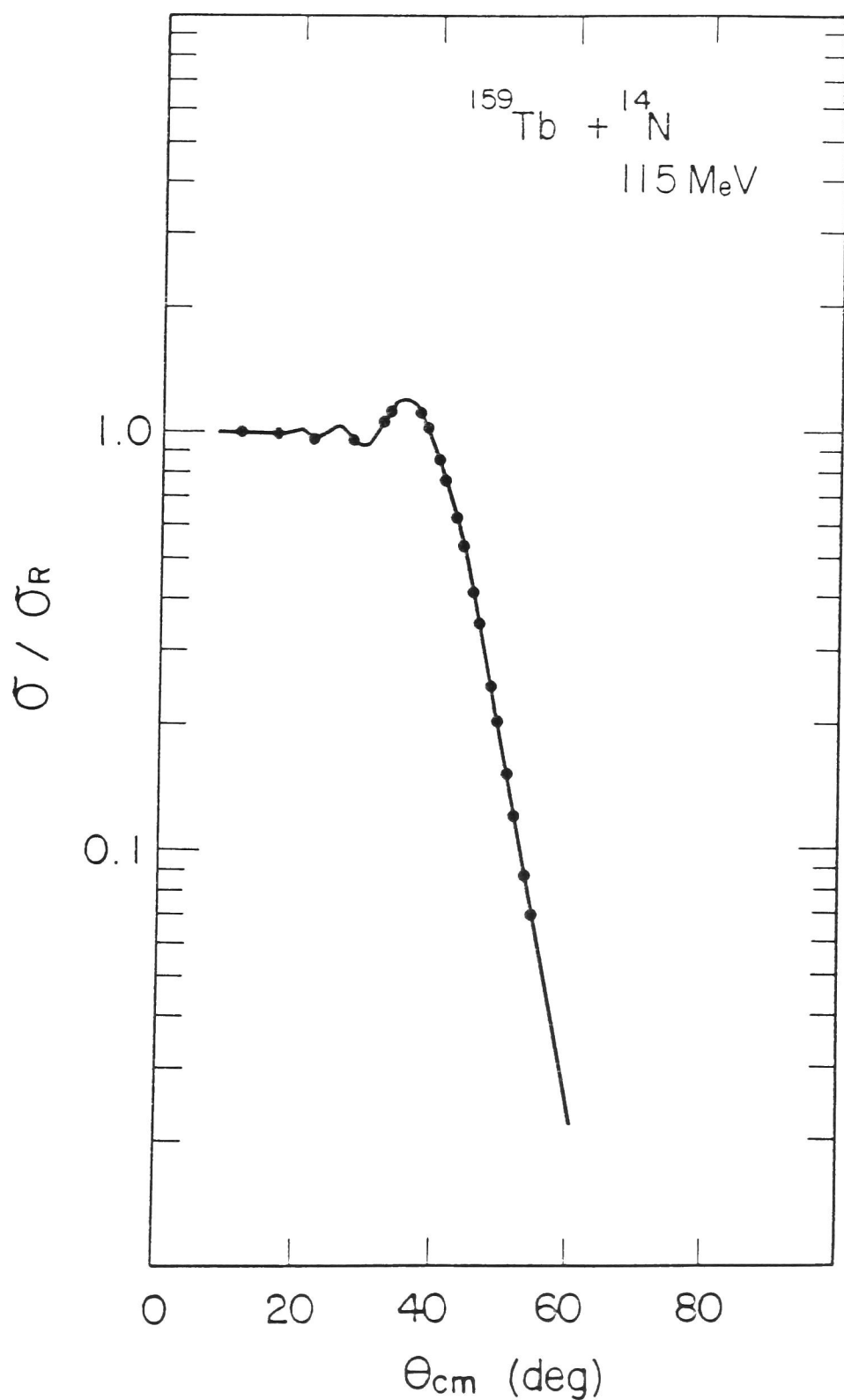


Fig.II-(8)

Angular distribution of the elastic scattering plotted as a ratio to the Rutherford cross section in the $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV. The solid curve is the best fit from optical-model analysis. Note that all the parameter-sets listed in table 1 give almost the same results.

$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 115 MeV

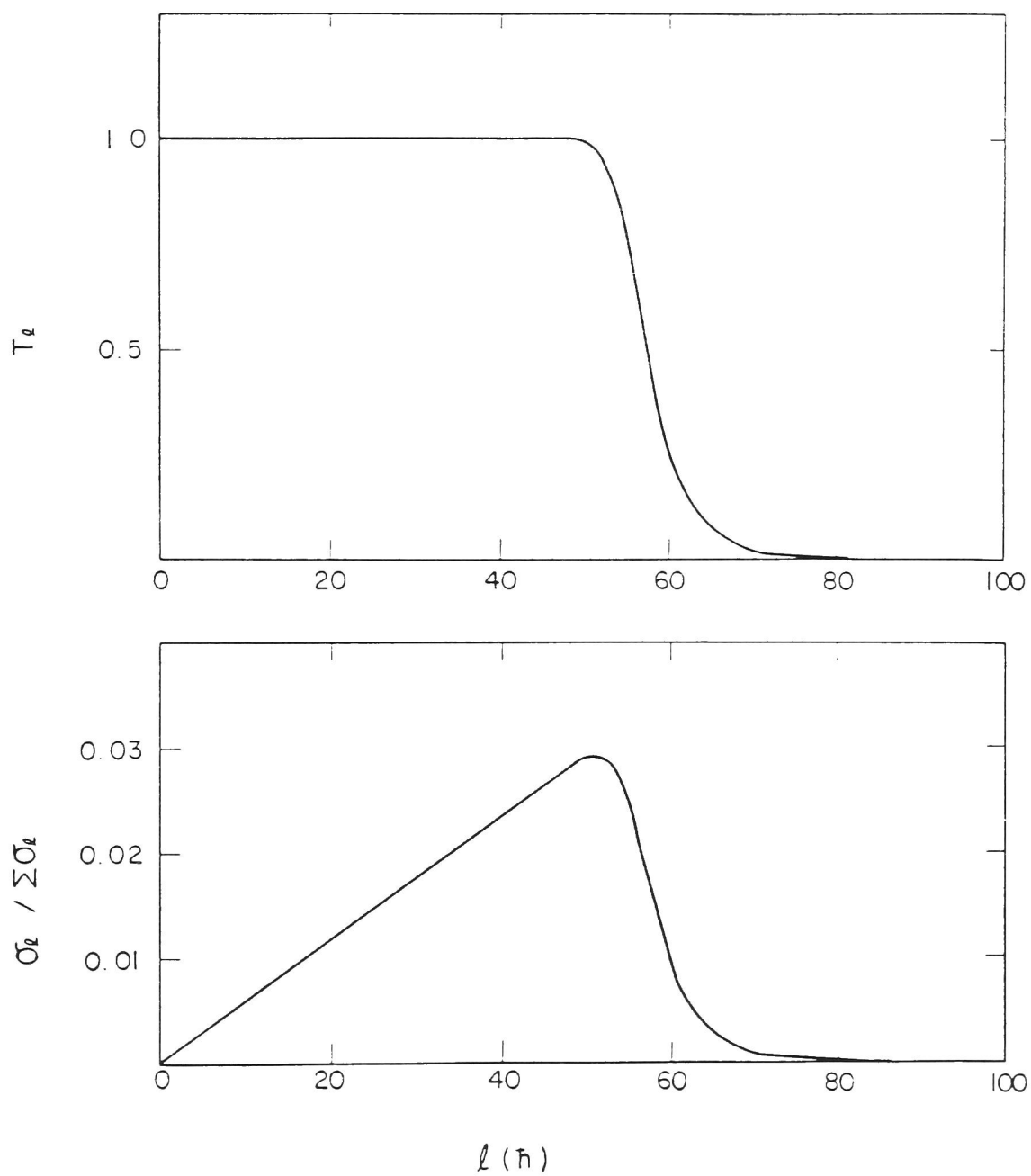


Fig.II-(9)

The transmission coefficients(upper) and angular momentum distribution of the partial cross sections(lower).

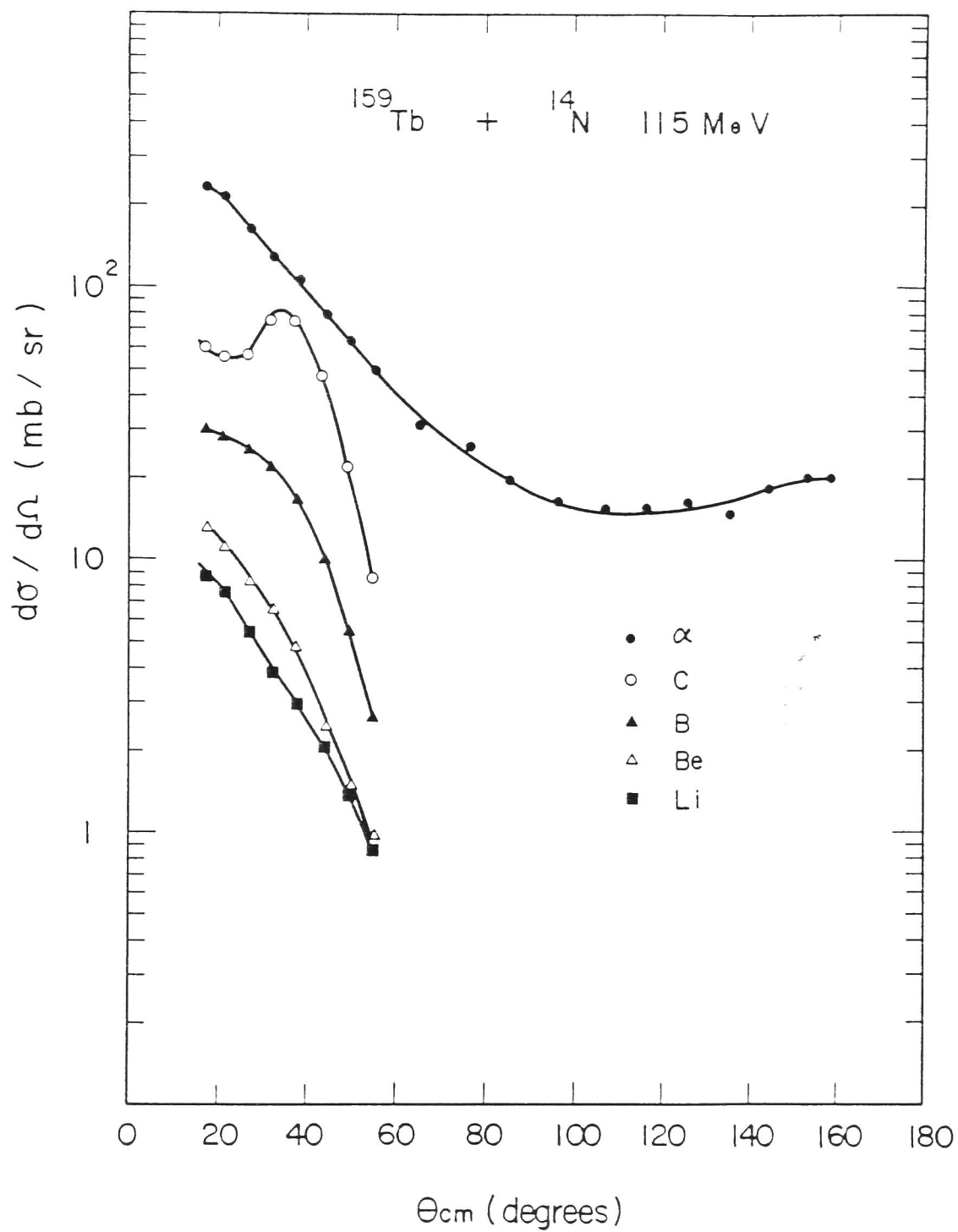


Fig.II-(10)

Angular distributions for various ejectiles from α to C by the inclusive measurement in the $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV. Solid curves are to guide the eye.

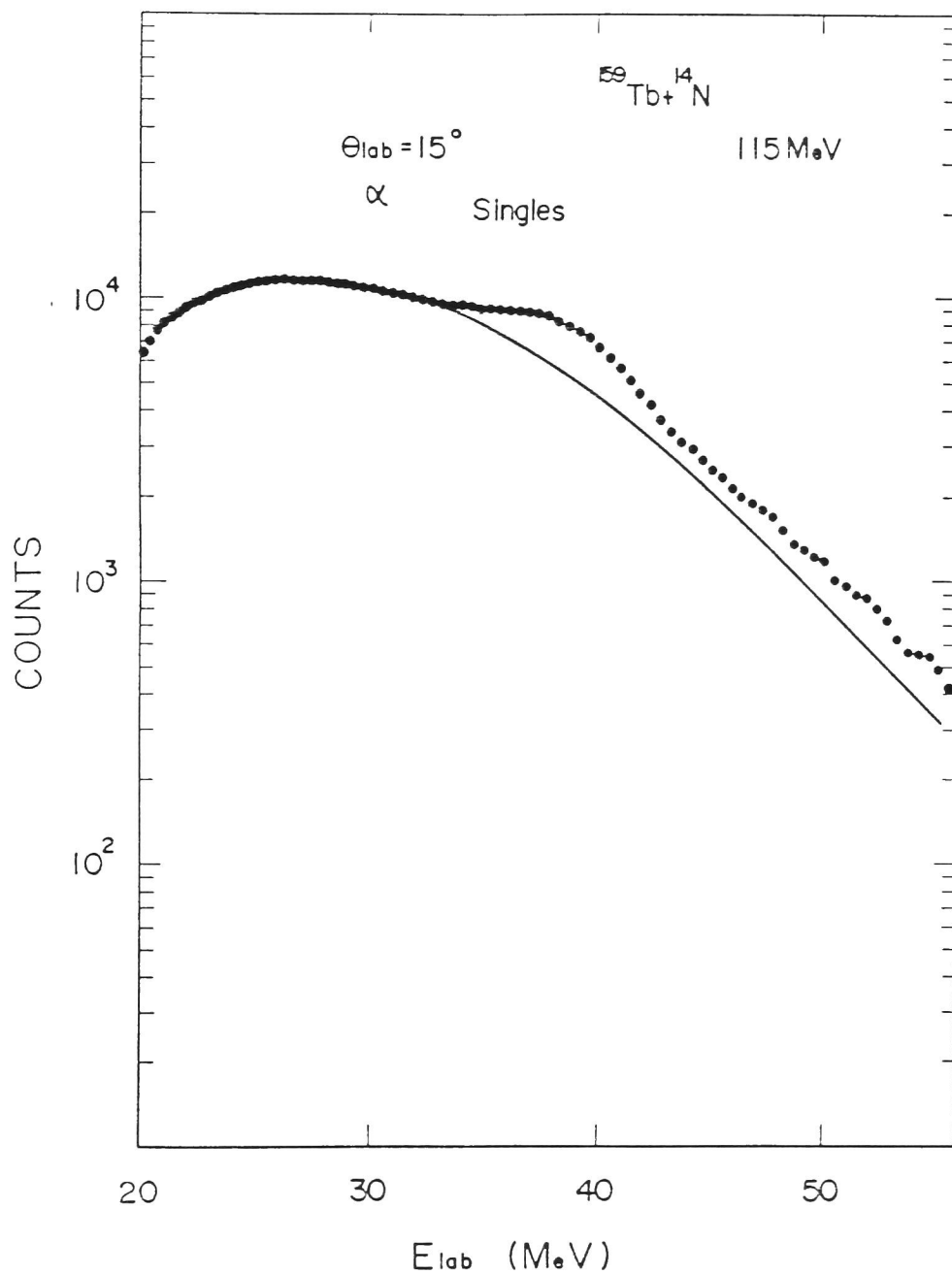


Fig.II-(11)

Energy spectra of α particles at 15° taken without (circles) and with (solid curve) coincidence of γ rays. The solid curve is normalized such that it agrees with the singles measurement at the low energy part.

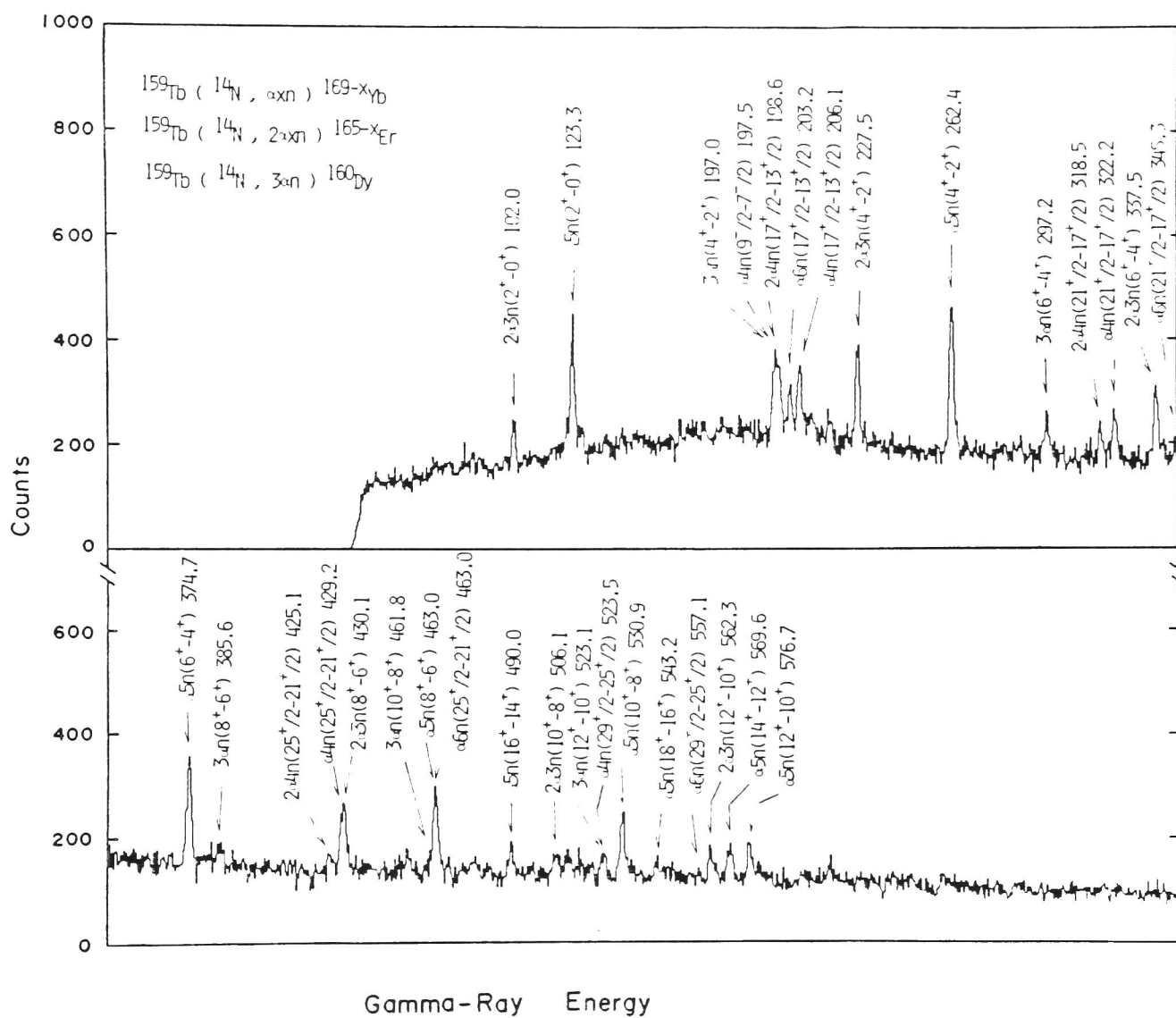


Fig. II-(12)

A typical γ -ray spectrum observed in coincidence with α particles emitted at 30° in the $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV.

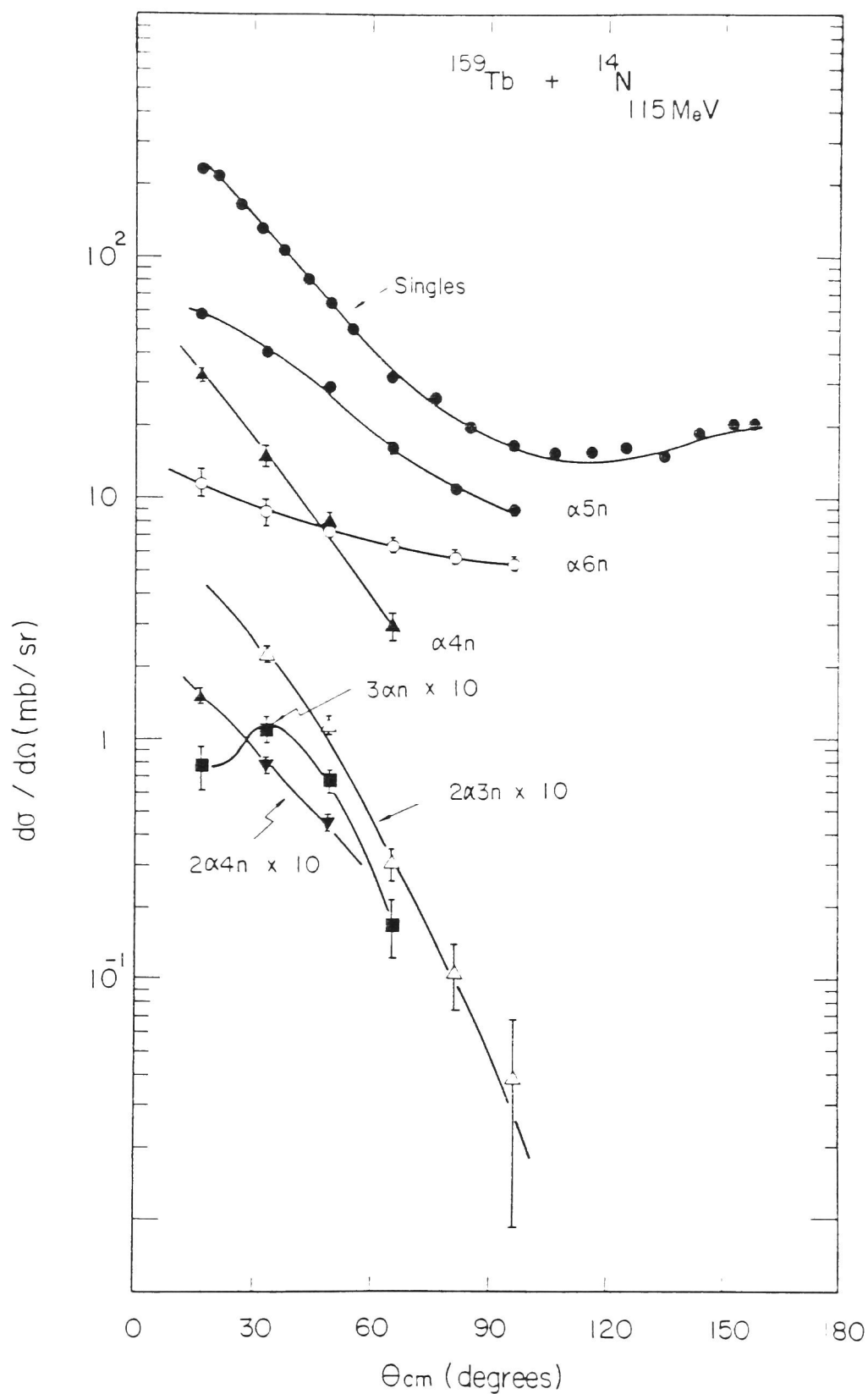


FIG. II-(13)

Angular distributions for various reaction channels associated with α particle emission: $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \alpha xn)^{169-x}\text{Yb}$, $x = 4, 5, 6$; $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, 2\alpha xn)^{165-x}\text{Er}$, $x = 3, 4$; $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, 3\alpha n)^{160}\text{Dy}$. Solid curves are to guide the eye.

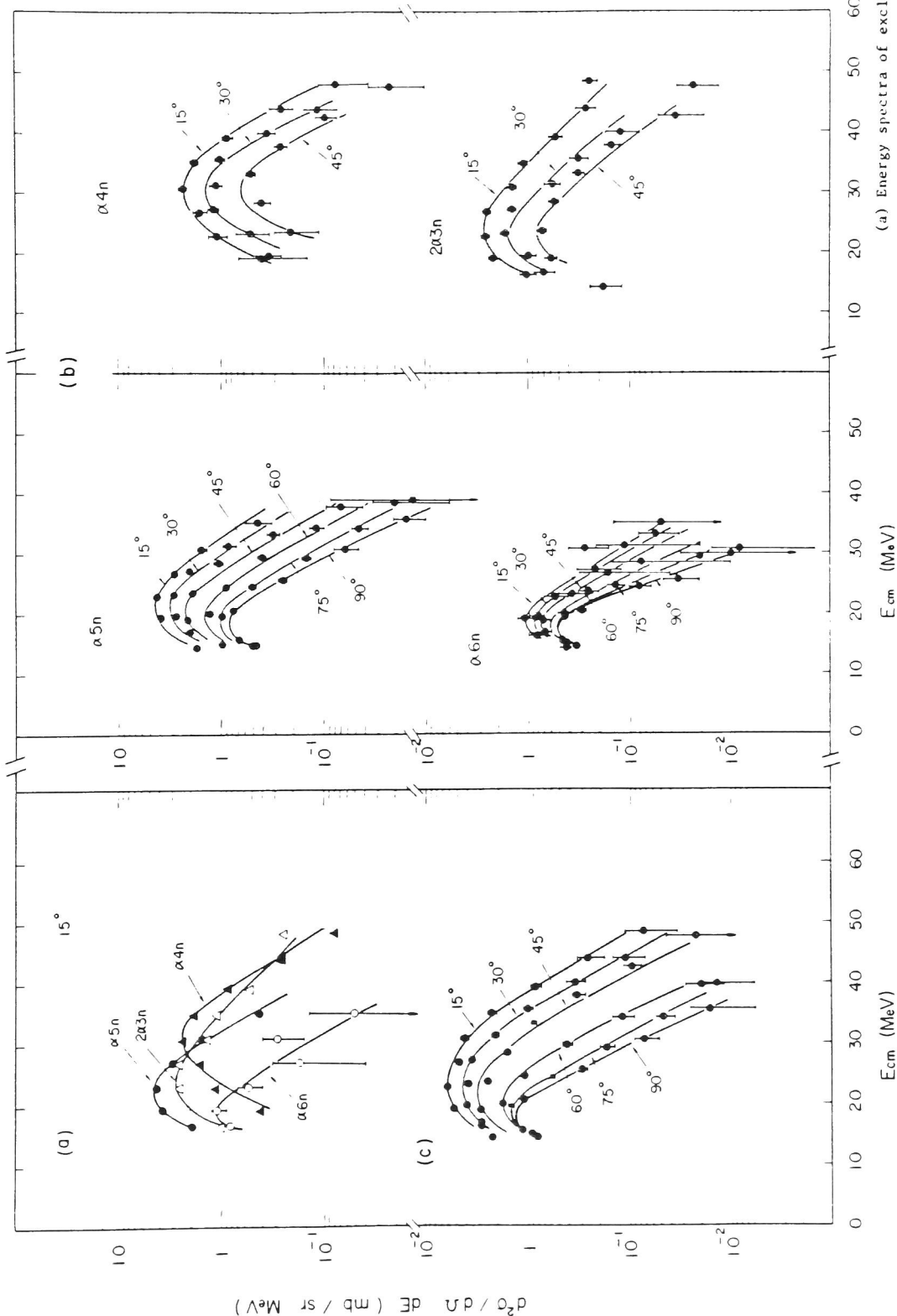


Fig. II-(14)

(a) Energy spectra of exclusive α particles measured at 15° for the $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \text{axn})^{169-170}\text{Yb}$, $x = 4, 5, 6$ and $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, 2\alpha 3n)^{162}\text{Er}$ reaction channels. Solid curves are to guide the eye.

(b) Energy spectra of α particles measured at various angles for the $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, \text{axn})^{169-170}\text{Yb}$, $x = 4, 5, 6$ and $^{159}\text{Tb}(^{14}\text{N}, 2\alpha 3n)^{162}\text{Er}$ reaction channels. Solid curves are to guide the eye.

(c) Energy spectra of α particles obtained after summing up all α channels. Solid curves are to guide the eye.

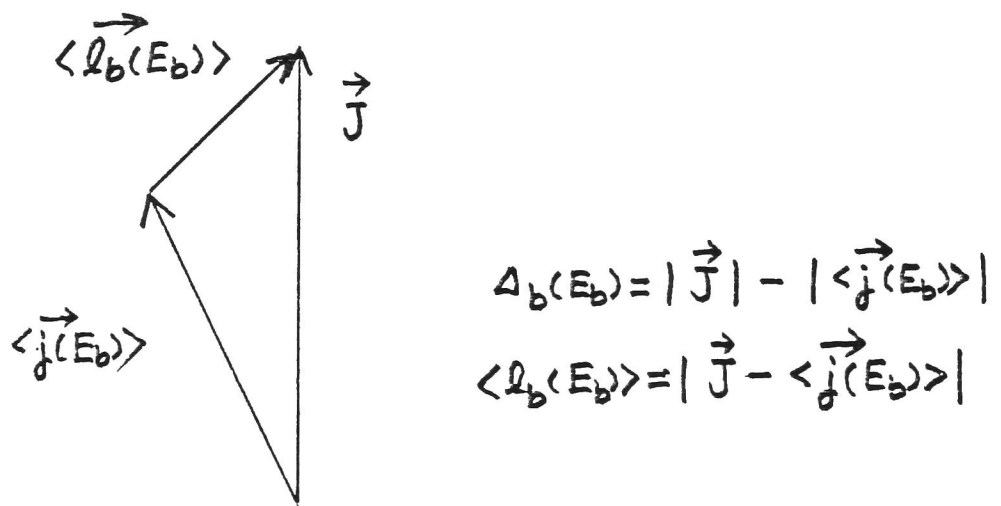


Fig.II-(15)

The relation among \vec{J} , $\langle \vec{j}(E_b) \rangle$ and $\langle \vec{L}_b(E_b) \rangle$,
 where J is the spin of a parent nucleus,
 $\langle \vec{L}_b(E_b) \rangle$ the average orbital angular momentum
 of particle b and $\langle \vec{j}(E_b) \rangle$ the average spin of
 a daughter nucleus after the emission of particle
 b with E_b .

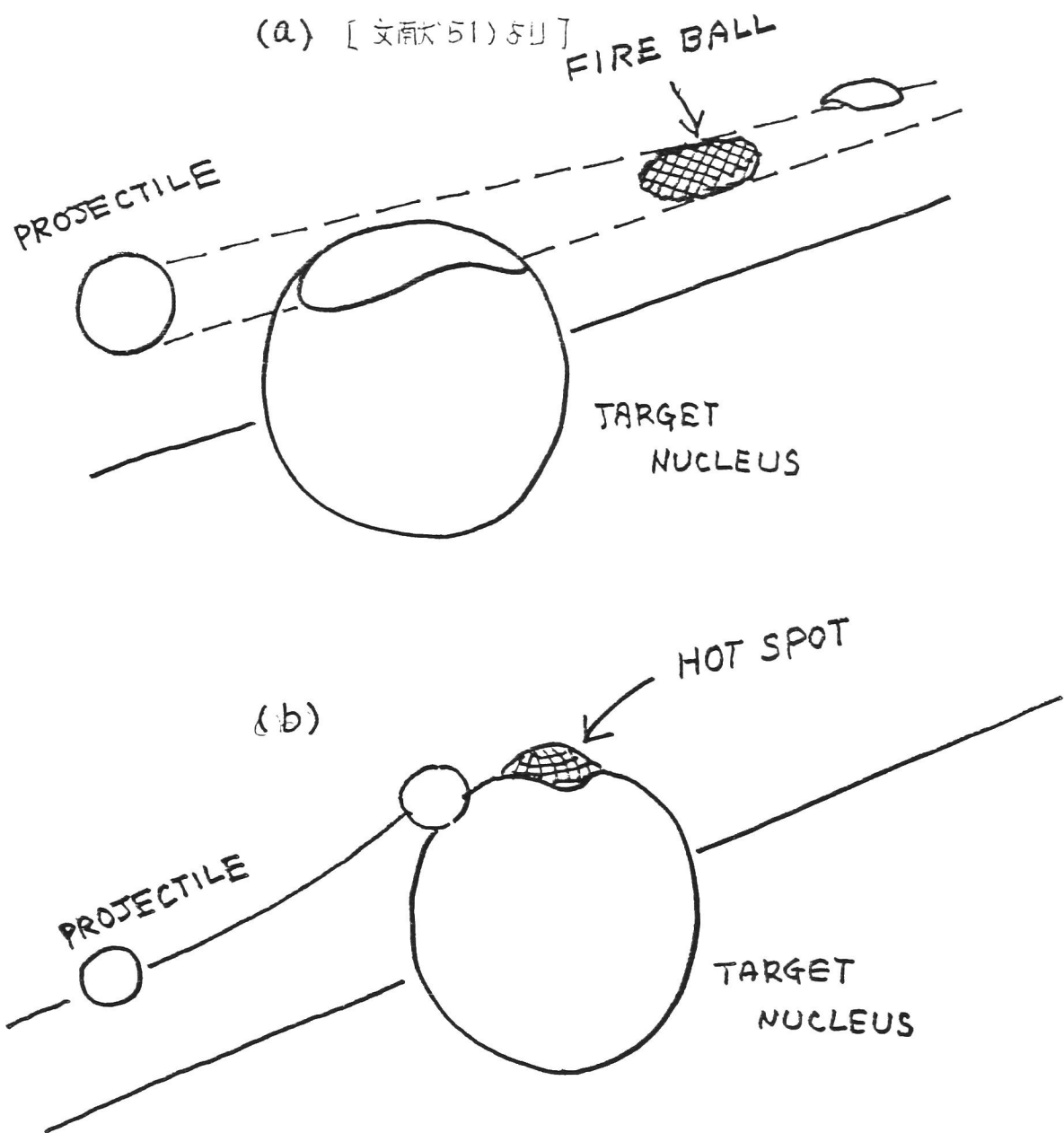


Fig.II-(16)

(a) Schematical picture for fire-ball model

(b) Schematical picture for hot-spot model

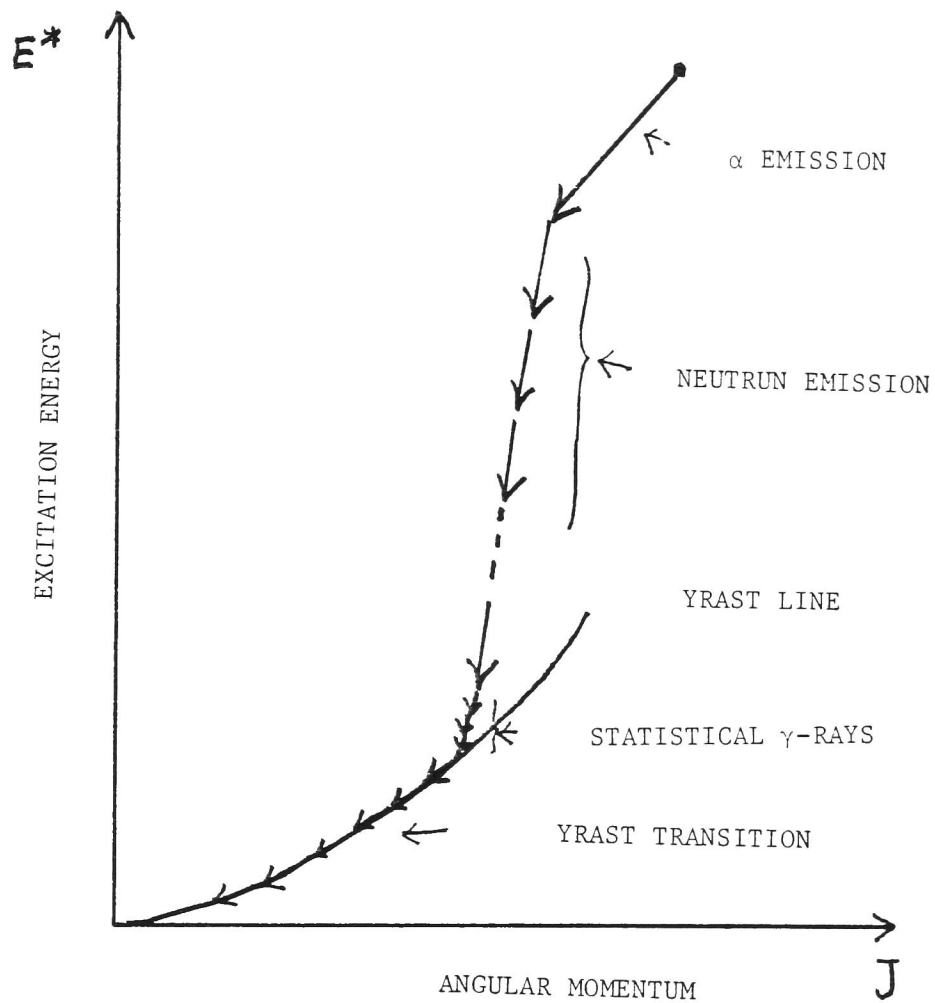


Fig.II-(17)

Schematical picture for α -, neutron- and γ -emission in the $(HI, \alpha xn)$ reactions.

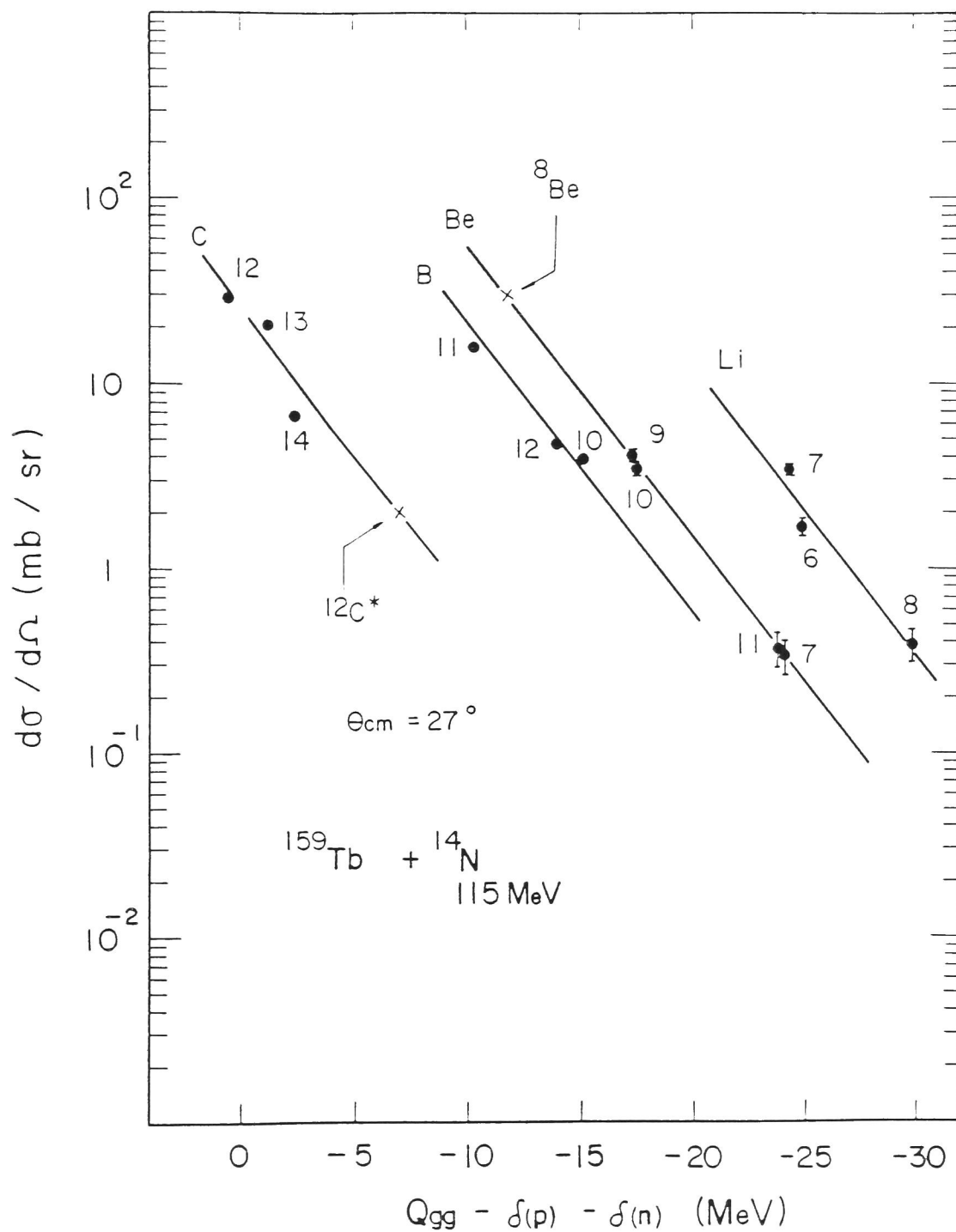


Fig. II-(18)

The Q_{gg} systematics for the $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV taken at $\theta_{lab} = 25^\circ$. The non-pairing corrections $\sigma(p)$ and $\sigma(n)$ for proton and neutron, respectively, are taken into account according to ref. ⁵⁵).

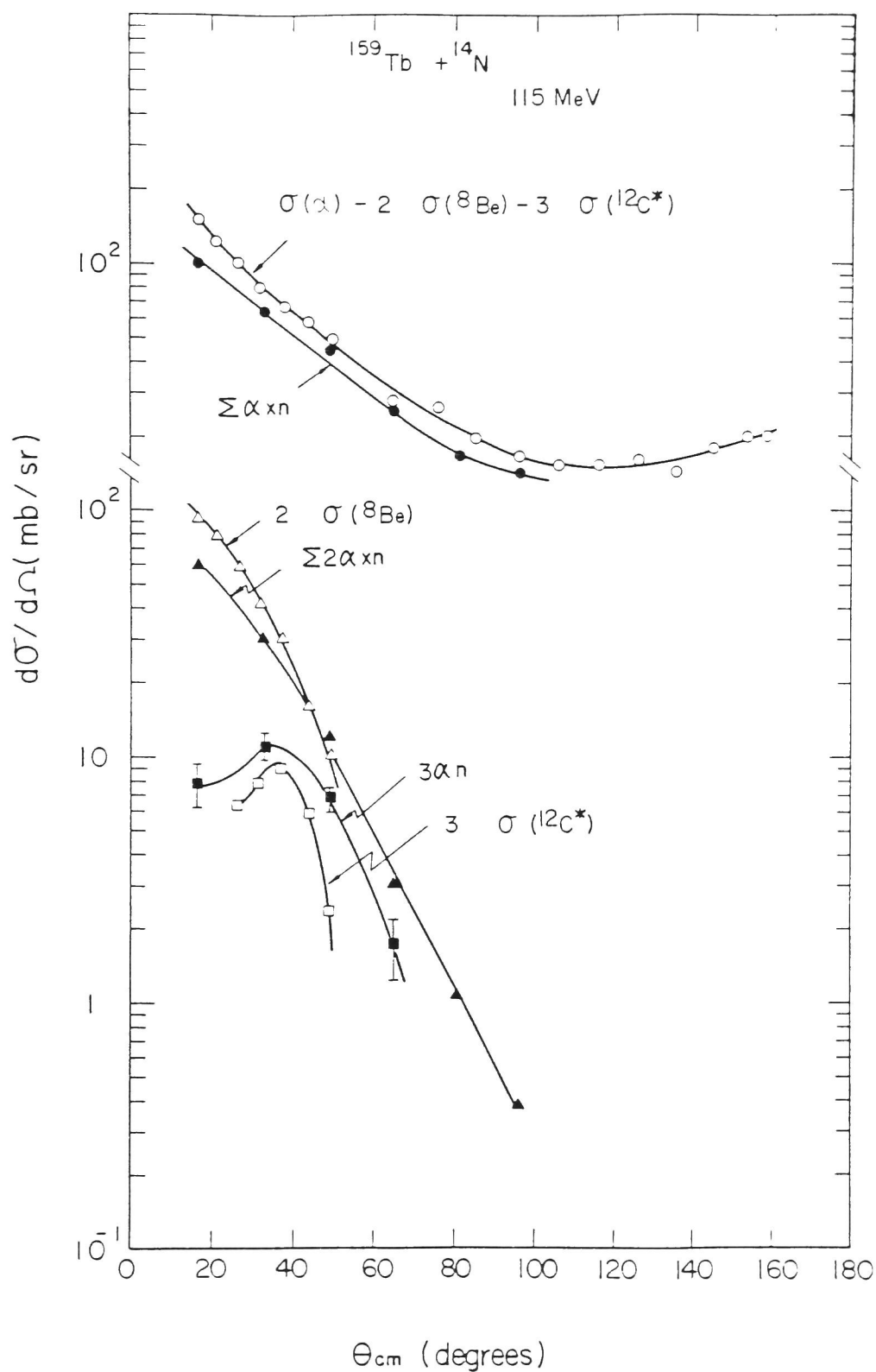


Fig.II-(19)

Lower: Experimental (closed triangles and squares) and estimated (open triangles and squares) angular distributions of $2\alpha xn$ and $3\alpha n$ channels. Solid curves are to guide the eye.

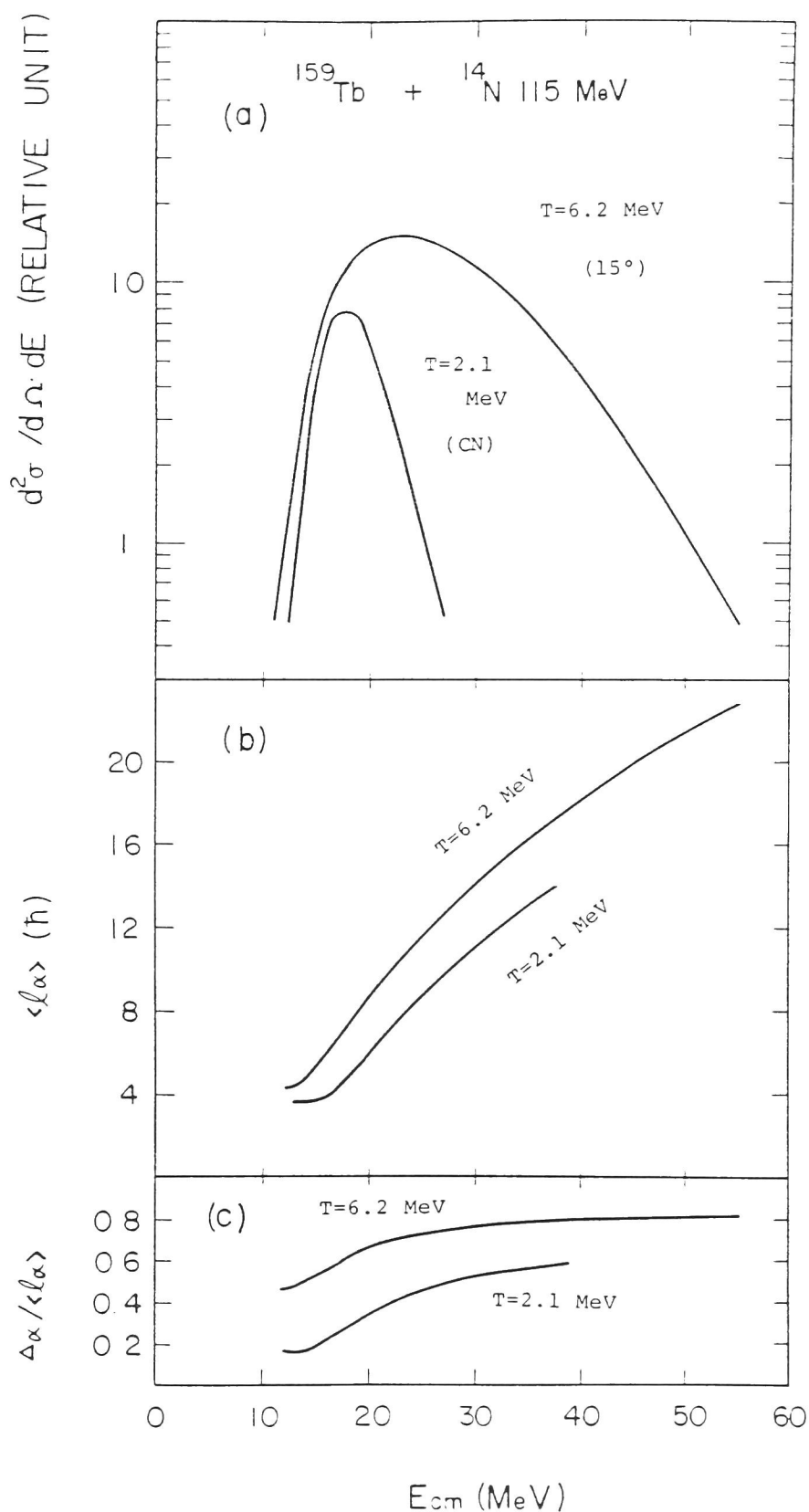


Fig.II-(20)

Some results of statistical calculation for preequilibrium α -particle emission based on the hot-spot model. They are given for two values of nuclear temperature for the hot spot, i.e., $T = 6.2$ and $T = 2.1$ MeV. The former value for T is chosen to reproduce the measured energy spectrum at 15°, while the latter corresponds to temperature expected in the compound nuclear reaction (CN).

(a) Energy spectra; (b) average angular momentum ($\langle \ell_\alpha \rangle$) of α particles; (c) ratio of Δ_α to $\langle \ell_\alpha \rangle$.

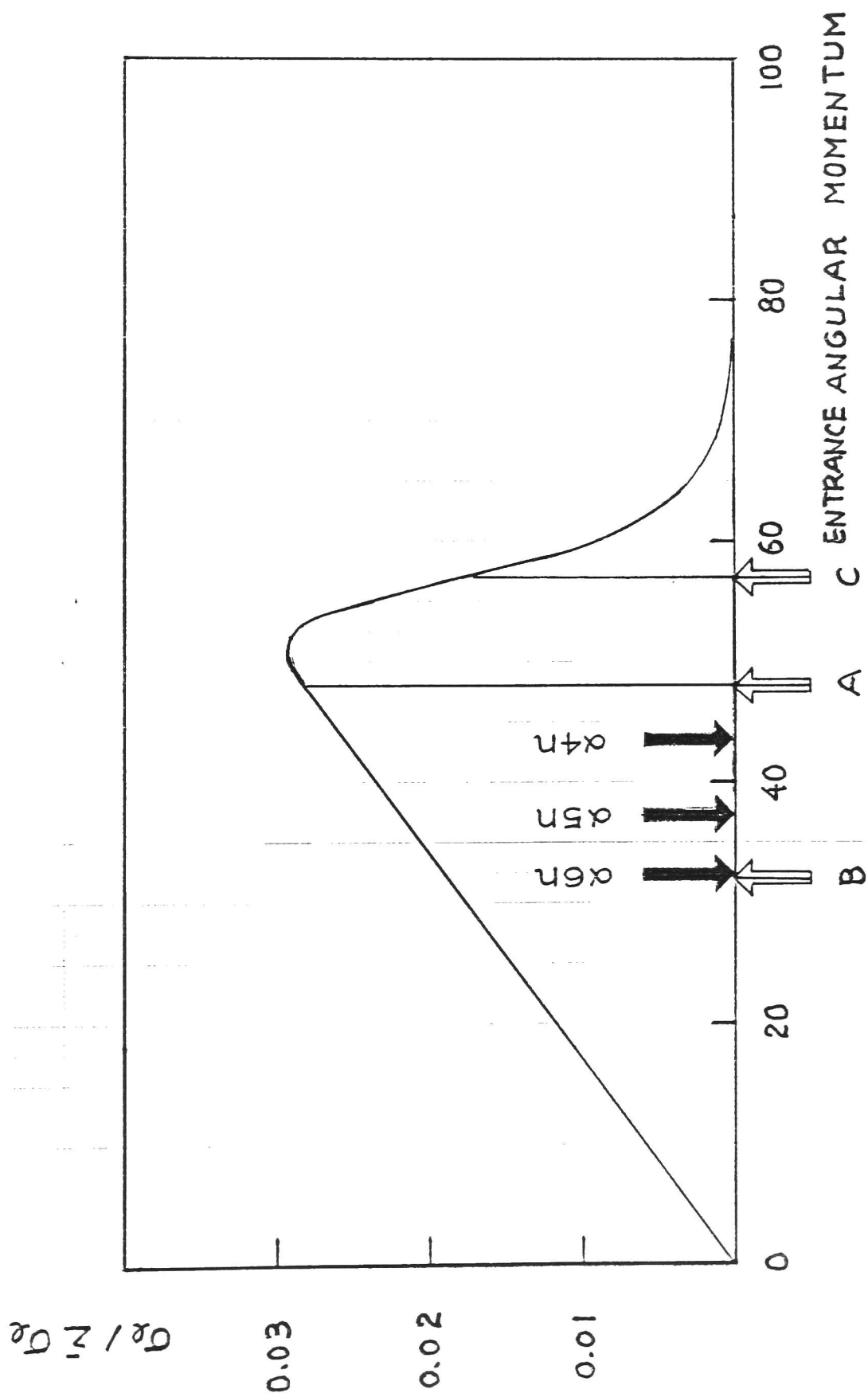


Fig. II-(21)

Entrance angular momenta responsible for
preequilibrium α -particle emission

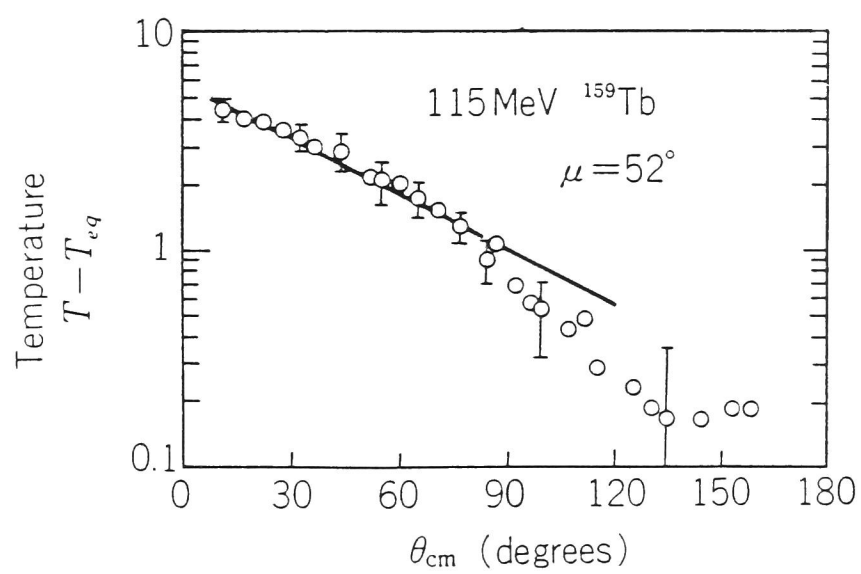
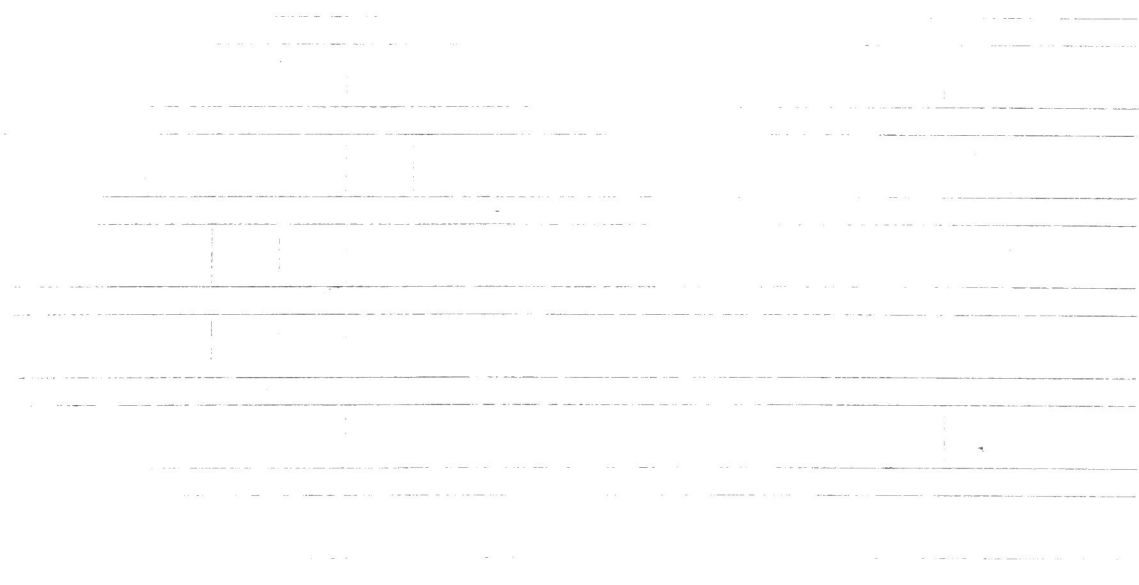


Fig.II-(22)

Difference between $T(\theta)$ and T_{eq} versus
 emission angles of α particles

Part.III

Angular Momentum Transfer and Alignment Following Preequilibrium α -Particle Emission



Ⅲ-1 実験方法

(1) 実験状況

図Ⅲ-(1)に、散乱槽内の実験器具の設置の概略図を示す。入射核は115 MeVの ^{14}N で標的として厚さ約 $800\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ self-supporting ^{209}Bi foilが用いられた。この反応での反応断面積の測定²¹⁾(第I部表I-(iii))によって、次のような前平衡 α 粒子放出



に伴い ^{219}Ra が核分裂崩壊する反応断面積が約60 mbあることが知られている。放出される前平衡 α 粒子は、ビームから 20° と 50° に設置されたカウンター・テレスコープ C_1, C_2 (ΔE : $50\text{ }\mu\text{m}$, E : 2mm ; SSB検出器)によって検出される。強い弾性散乱によるビームを除くために C_1, C_2 の前面にはAl- $150\text{ }\mu\text{m}$ の吸収体を置いた。検出器の見込み角は C_1 が $\pm 3.4^\circ$, C_2 が $\pm 4.9^\circ$

である。B_i標的は反応平面に対して45°傾けて設置された。これは反応平面外での核分裂片の角分布の測定のためである。核分裂片はカウンタ・テレスコプ C₃ ($\Delta E: 30 \mu\text{m}$, $E: 2 \text{mm}$; SSB検出器)を使い, anti-coincidence technique によって ΔE 内で止まった運動エネルギーの大きい重い粒子として検出された。図Ⅲ-(2)に後方で測定された核分裂片のエネルギースペクトルを示す。広いエネルギー範囲に分布しているのは核分裂片の質量数分布のためである。

核分裂片の角分布を示すには図Ⅲ-(1)に示されている座標系を取ると便利である。X軸を核分裂を起こす核 (fissile nucleus: ^{219}Ra) の反跳方向にとり, Z軸を反応平面に垂直にとる。φ, θをそれぞれ方位角 (azimuthal angle), 極角 (polar angle) とすると, 反応平面内の角分布は $\theta = 90^\circ$ で φ の関数として与えられ, 反応平面外の角分布は $\phi = \text{一定}$ で θ の関数として与えられる。角分布は強い弾性散乱によるビーム

と重い蒸発残留核を避けるために後方で測定された。反応平面内 ($\theta = 90^\circ$) の測定は, ^{219}Ra の反跳角を ϕ_R とすると $\phi = \phi_R + 128^\circ \sim \phi_R + 290^\circ$ の範囲で行なわれ, また反応平面外の測定は $\phi = \phi_R + 148^\circ, \phi_R + 168^\circ, \phi_R + 200^\circ, \phi_R + 230^\circ, \phi_R + 245^\circ$ の5つの面で $\theta = 2^\circ \sim 90^\circ$ の範囲で行なわれた。

実験条件を表 III-(i) にまとめておく。

(2) 検出回路系

測定に使われた検出回路系を図Ⅲ-(3)に示す。ADCを経て on-line コンピュータの記憶媒体のDISKに収納される raw data は、TAC シグナル、核分裂片のエネルギー・シグナル、 C_1 と C_2 の ΔE , E シグナルである。α粒子の識別は、on-line テータ収集用に開発された粒子識別プログラム⁵⁸⁾によって行なわれた。

Ⅲ-2 実験結果と平易な結論

(1) エネルギー・スペクトル

図Ⅲ-4) に, $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応において核分裂片との同時測定によって得た α 粒子のエネルギー・スペクトルと, inclusive α 粒子のエネルギー・スペクトルに対する比を示す。両者のエネルギー・スペクトルの全体的な形状はほとんど変わらない。ただし, inclusive α 粒子に対する比は α 粒子の運動エネルギー (E_α) の増大と共にやや減少している。これは, 大きな E_α をもつ α 粒子は大きな角運動量を持ち出すため, ^{209}Ra の核分裂による崩壊確率が減少するためと考えられる。

(2) 核分裂片の角分布

前平衡 α 粒子との同時測定によって得られた核分裂片の角分布を図Ⅲ-15)に示す。反応平面外の角分布はテータの表示の都合から実験室系で示し、反応平面内の角分布は fissile nucleus (^{219}Ra) の静止系で示す。前者は、 ^{219}Ra の静止系では ϕ または θ を一定として表示しえないためである (座標系の変換については付録5参照)。前平衡 α 粒子が 20° に放出された場合と 50° に放出された場合とでは、得られた核分裂片の角分布は著しく異なり対照的である。反応平面内の角分布は、前平衡 α 粒子の 20° 放出に対しては大きな非等方性 (anisotropy) を持ち、 50° 放出に対しては小さな非等方性を持っている。これに対して、反応平面外の角分布は逆に、 20° 放出に対しては小さな非等方性を持ち、 50° 放出に対しては大きな非等方性を持っている。角運動量が反応平面に対して垂直に完全偏極している場合、核分

裂片の角分布は反応平面内では等方的であり、反応平面外では非常に大きな非等方性を持つことを考えれば、測定結果は前平衡α粒子が 50° に放出された場合の方が 20° に放出された場合よりも移行角運動量は反応平面に垂直な方向へよく整列しているということを示唆している。また、文献⁵⁹⁾で既に指摘されているように反応平面内の角分布が ^{219}Ra の反跳方向(X軸)にピークをもっているという事実は移行角運動量がその軸に垂直な面(Y-Z面)内に主に分布していることを示唆している。以上から、前平衡α粒子放出過程で移行された角運動量は fissile nucleus (^{219}Ra) の反跳方向に垂直な面内に主として分布しており、前平衡α粒子の 50° 放出に対する核整列は 20° 放出に対する核整列よりも良い。

最後に、核分裂片の角分布の前平衡α粒子の運動エネルギー(E_α)依存性は無いことを言っておくべきである。例として、図Ⅳ-(6)に 20° に放出された前平衡α粒子の運動エネルギー

— E $18 < E_{\alpha} < 26 \text{ MeV}$, $26 < E_{\alpha} < 34 \text{ MeV}$, $34 < E_{\alpha}$ の 3
つに分けたときの核分裂片の反応平面内での
角分布を示す。



Ⅲ-3 解析方法

(1) 核分裂片の角分布

核分裂片の角分布は、核分裂を起こしつつある核の saddle point での対称軸 (nuclear symmetry axis) の向きによって決定されるとする⁶⁰⁾。空間固定座標系のとり方は既に述べたように X 軸は fissile nucleus の反跳方向に、Z 軸は反応平面に垂直にとる。

fissile nucleus のスピンを I ，その対称軸成分を K ，Z 軸成分を M とすると核分裂片の角分布は Back と Bjørnholm⁶¹⁾ によれば

$$W_{MK}^I(\theta) = \frac{1}{4}(2I+1) (|\mathcal{D}_{MK}^I(\alpha, \beta=\theta, \gamma)|^2 + |\mathcal{D}_{M,-K}^I(\alpha, \beta=\theta, \gamma)|^2) \dots (\text{Ⅲ-1})$$

で与えられる。 θ は、対称軸すなわち核分裂片の放出座標の極角である。また、 α, β, γ は剛体固定座標系の空間固定座標系に対するオイラー角で β は θ に等しい。空間固定座標系

と剛体固定座標系の関係を図 III-(7)に示す。この関数は

$$D_{MK}^I(\alpha, \beta, \gamma) = e^{iM\alpha} d_{MK}^I(\beta) e^{iK\gamma} \quad (\text{III-2})$$

で与えられ、その β 依存性は

$$d_{MK}^I(\beta) = [(I+M)!(I-M)!(I+K)!(I-K)!]^{1/2} \\ \sum_{\chi=0} \frac{(-1)^\chi (\sin \frac{1}{2}\beta)^{2\chi+M-K} (\cos \frac{1}{2}\beta)^{2I+K-M-2\chi}}{(I-M-\chi)!(I+K-\chi)!(\chi+M-K)!\chi!} \\ \chi=0, 1, 2, 3, \dots \quad \dots (\text{III-3})$$

となる。

したがって、着目している核反応において fissile nucleus に移行される角運動量 I の大きさの分布を $P(I)$ 、スピン I の空間固定座標系での空間分布を $A(\vec{I})$ 、スピン I の対称軸成分 K の分布を $Q(K)$ とすると、核分裂片の角分布 $W(\theta, \phi)$ は

$$W(\theta, \phi) \propto \sum_{I=0}^{\infty} P(I) \sum_{\vec{I}} A(\vec{I}) \sum_{K=-I}^I Q(K) W_{MK}^I(\theta) \quad (\text{III-4})$$

で与えられる。方位角(ϕ)依存性はスピン I の核整列を与える分布 $A(\vec{I})$, K 分布 $Q(K)$ を通じて存在している。

(Ⅲ-4)式は複雑な式であり、主として計算時間が長くなる理由により、Dyer et al.⁵⁹⁾に従って完全偏極 ($M=I$) の場合のみ量子力学的取扱いは行ない、 $M \neq I$ に対しては古典的処方を使うことにする。Z 軸方向への完全偏極 ($M=I$) の場合、(Ⅲ-1)式は簡単に次のように表わされる。

$$W_{IK}^I(\theta) = \frac{1}{4}(2I+1) \frac{(2I)!}{(I+K)!(I-K)!} \left(\frac{1}{2}\sin\theta\right)^{2I} \left[\cot^2 \frac{K}{2}\theta + \tan^2 \frac{K}{2}\theta\right] \quad \dots (Ⅲ-5)$$

(Ⅲ-4)式の代わりに(Ⅲ-5)式を \vec{I} の空間分布 $A(\vec{I})$ について重ね合わせた式

$$W(\theta, \phi) \propto \sum_{I=0}^{\infty} P(I) \sum_{\vec{I}} A(\vec{I}) \sum_{K=-I}^K Q(K) W_{IK}^I(\theta') \quad (Ⅲ-6)$$

を用いることにする。ただし、 θ' は \vec{I} と対称軸とのなす角にとられなければならない。 \vec{I} の極座標を (η, ξ) とすると

$$\begin{aligned}\cos\theta' = & \sin\theta\cos\phi\sin\eta\cos\xi + \sin\theta\sin\phi\sin\eta\sin\xi \\ & + \cos\theta\cos\eta \quad \dots (III-7)\end{aligned}$$

で与えられる。図 III- (8) に geometry を示す。

$P(I)$ については，次のような局在化した角運動量移行を仮定することができる。

$$P(I) = \begin{cases} 0 & I < I_L \\ 2I+1 & I_L \leq I \leq I_U \\ 0 & I_U < I \end{cases} \quad (III-8)$$

ここには， I_L, I_U は移行角運動量 I の下限および上限である。実際，いま着目している α 粒子放出に關与する入射軌道角運動量が局在化していることが Inamura et al.¹⁴⁾ および Zolnowski¹⁶⁾ et al. によって実験的に示されている。一方文献⁵⁹⁾ の詳しい検討によると (III-6) 式による核分裂片の角分布は I の平均値 \bar{I} で決定され，下限 (I_L) と上限 (I_U) を同時に決めることはできないことがわかっている。したがっていまの場合，平均値 \bar{I} だけが意味のある量であるが，ここで注目しておくべきことは \bar{I} が I の

広い分布の平均ではなく局在化した分布の平均であるということである。こうして簡単に

$$P(I) = \begin{cases} 0 & I \neq \bar{I} \\ 1 & I = \bar{I} \end{cases} \quad (\text{III-9})$$

ととることが出来る。今後、記号 I をその平均値として使う。

$Q(K)$ としては, saddle point での系の準位密度

$$P(E, I, K) \propto (2I+1) \exp[(E - E_f - E_{\text{rot}}^{I,K})/t] \quad \dots (\text{III-10})$$

の K に依存する部分

$$P(K) \propto \exp\left[-\frac{\hbar^2}{2t} K^2 \left(\frac{1}{g_{\parallel}} - \frac{1}{g_{\perp}}\right)\right] \quad (\text{III-11})$$

から, Gauss 分布

$$Q(K) = \exp(-K^2/2K_0^2) \quad (\text{III-12})$$

を仮定する。ここに,

$$E_{\text{rot}}^{I,K} = \frac{\hbar^2}{2g_{\parallel}} K^2 + \frac{\hbar^2}{2g_{\perp}} (I^2 - K^2) \quad (\text{III-13})$$

$$K_0^2 = \frac{t}{\hbar^2} g_{\text{eff}} \quad (\text{III-14})$$

$$\frac{1}{g_{\text{eff}}} = \frac{1}{g_{\parallel}} - \frac{1}{g_{\perp}} \quad (\text{III-15})$$

である。 \mathcal{J}_{\parallel} は対称軸についての慣性能率で、
 \mathcal{J}_{\perp} は対称軸に垂直な軸についての慣性能率で
 ある。 $Q(k)$ の Gauss 分布の幅 K_0 は (III-14) 式から
 saddle point での核温度 t と有効慣性能率 \mathcal{J}_{eff}
 によって計算できる。核温度 t は level density
 parameter a , fission barrier を用いて

$$at^2 = E^* - B_f - \frac{I^2}{2\mathcal{J}_{\perp}} \quad \text{(III-16)}$$

から計算できる。 \mathcal{J}_{eff} は液滴モデルに基づい
 て, fissility parameter α と centrifugal parameter
 γ から決められる。⁶²⁾ 図 III-(9) に, \mathcal{J}_{eff} の α, γ の
 関数としての依存性を示す。 fissility parameter α は表
 面エネルギーとクーロン・エネルギーの比で
 centrifugal parameter γ は遠心力エネルギーとク
 ーロン・エネルギーの比として定義される。
 K_0 の計算に用いた各種パラメータの値を表 III-(ii)
 に示す。 fissile nucleus ^{219}Ra に対して K_0 として
 ほぼ 11 を得た。

I の核整列を与える分布 $A(I)$ については、
 核整列をひきおこす反応機構を検討する必要

がある。移行角運動量 \vec{I} は古典的には入射核によって持ち込まれた角運動量 $\vec{r}_{in} \times \vec{p}_{in}$ から、放出粒子によって持ち出された角運動量 $\vec{r}_{out} \times \vec{p}_{out}$ を差し引いて与えられる。

$$\vec{I} = \vec{r}_{in} \times \vec{p}_{in} - \vec{r}_{out} \times \vec{p}_{out} \quad (\text{III-17})$$

ここに、 \vec{r}_{in} は入射核と標的核との衝突位置のベクトルであり、 \vec{r}_{out} は放出位置のベクトルである。 \vec{p}_{in} 、 \vec{p}_{out} はそれぞれ入射核と放出粒子の運動量ベクトルである。古典的な point-contact collision では $\vec{r}_{in} = \vec{r}_{out} (\equiv \vec{r})$ であるから

$$\vec{I} = \vec{r} \times (\vec{p}_{in} - \vec{p}_{out}) \quad (\text{III-18})$$

となる。 $\vec{p}_{in} - \vec{p}_{out}$ は fissile nucleus の反跳方向であるから \vec{I} はその反跳方向に垂直な面内に分布することが容易に理解される。 \vec{r} が反応平面内にあるとき（これを赤道衝突と呼ぶことにする）は \vec{I} は反応平面に垂直に完全整列をし、 \vec{r} が反応平面内にないとき（これを非赤道衝突と呼ぶことにする）は反跳方向（ $\vec{p}_{in} -$

\vec{P}_{out}) に垂直な面内 (γ - z 面内) に核整列のくずれが起こる。この事情を図 III-(10) に示す。また、 $\vec{r}_{in} \neq \vec{r}_{out}$ のとき

$$\vec{I} = (\vec{r}_{in} - \vec{r}_{out}) \times \vec{P}_{in} + \vec{r}_{out} \times (\vec{P}_{in} - \vec{P}_{out}) \quad (\text{III}-19)$$

と変形すると、第1項はビーム方向 (\vec{P}_{in}) に垂直なベクトルで第2項は fissile nucleus の反跳方向 ($\vec{P}_{in} - \vec{P}_{out}$) に垂直なベクトルであるから反跳方向がビーム軸に近い場合は \vec{I} の分布は γ - z 面から大きくはズレることはないと言える。この事情を図 III-(11) に示す。いまの場合前平衡の粒子の 20° 放出に対しては反跳角 ϕ_R は 7.4° 、 50° 放出に対しては 14° であるからこの事情は成り立っていると考えられる。以上より、 $A(\vec{I})$ として次のような fissile nucleus の反跳方向に垂直な面 (γ - z 面) 内での Gauss 分布

$$A(\vec{I}) = \exp(-M_y^2 / 2\sigma_y^2) \quad (\text{III}-20)$$

を仮定する。

以上、(III-6, 9, 12, 20) 式から核分裂片の角分

布として

$$W(\theta, \phi) \propto \sum_{M_y} e^{-\frac{M_y^2}{2\sigma_y^2}} \sum_{K=-I}^I e^{-\frac{K^2}{2K_0^2}} W_{IK}^I(\theta') \quad (\text{III-21})$$

を得る。 θ' は (III-7) 式で与えられている。

fissile nucleus の反跳 K 方向 (x 軸) へ核整列のくがれをつくり出す反応機構は、深部非弾性衝突の場合に指摘されている。⁵⁹⁾ それは、入射核と標的核の間の粒子交換の効果と torsion および bending vibration の効果の 2 つで図 III-42) に図式的に示す。重要なことは、これらはいまの前平衡 α 粒子放出の場合には無視できる効果だということである。何故なら、反応の途中に複雑な運動が介在したとしても結局、複合系 (入射核 + 標的核) から放出される粒子はそれらの効果を内部スピンの記憶できる重い粒子ではなく内部スピンの 0 の α 粒子であるからである。この x 軸方向への核整列のくがれを考えなくてもよいという事は大変有利な条件で、実際文献⁶¹⁾で指摘されているように核分裂片の角分布から I , σ_y , σ_x を同時に決

定することはできない。したがって、いまの
場合と違って、深部非弾性衝突に対して行な
われた同種の実験では移行角運動量の大きさ
および核整列の決定において不確かさをまめ
かかれえなかったようである^{59, 61)}。

Ⅲ-4 解析結果

(1) 移行角運動量と核整列

— χ^2 fit の結果 —

測定された核分裂片の角分布を(Ⅲ-21)式で χ^2 fit し得られた best fit parameter の値を表Ⅲ-(ii)に示す。表には、次式で定義される alignment parameter P_{zz}

$$P_{zz} = \frac{3}{2} \frac{\langle M_z^2 \rangle}{\langle I^2 \rangle} - \frac{1}{2} \quad (\text{Ⅲ-22})$$

の値も載せてある。 P_{zz} は、完全偏極 $M_z = I$ の場合1であり、全くランダムな分布のとき ($\langle M_z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle I^2 \rangle$) 0 となる量である。図Ⅲ-15の実線は best fit を示す。

移行角運動量は前平衡 α 粒子が 20° に放出されたとき 33h, 50° に放出されたとき 27h と決定された。

fissile nucleus の反跳方向に垂直な面 (γ -Z面) 内での核整列のくずれはパラメータ σ_γ で決定さ

れた。前平衡 α 粒子の 50° 放出に対しては、
 $\sigma_y = 11$ barn, 20° 放出に対しては $\sigma_y = 27$ barn が得ら
れた。Dyer et al. は $^{209}\text{Bi} + ^{86}\text{Kr}$ (610 MeV) 反
応において深部非弾性衝突に伴う核整列とし
て $P_{zz} = 0.62 - 0.83$ を報告している。 P_{zz} の値
に幅があるのは放出粒子のエネルギー依存性
である。前平衡 α 粒子の 50° 放出に対して得
られた P_{zz} の値 0.67 は深部非弾性衝突での
低エネルギー放出粒子に対する値 0.62 に匹敵
するくらい大きな値である。これに対して、
前平衡 α 粒子が 20° に放出されたとき大きな核
整列のくずれ ($P_{zz} = 0.37$) が得られたことは注
目すべきである。前章で議論された古典的衝
突の描像に従えば、 20° への前平衡 α 粒子放出
には非赤道衝突の寄与が大きいといえる。

(2) 前平衡 α 粒子放出に関する平均の
入射軌道角運動量

χ^2 fit の結果得られた平均の移行角運動量の大きさに α 粒子が持ち出した角運動量を加えれば、前平衡 α 粒子放出に関する平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ を評価することができ、る。第II部における平均の γ 線多重度の解析と同様に、いまの場合も α 粒子放出による残留核のスピン変化量（この量は必ずしも α 粒子の軌道角運動量に等しくない）を知らねばならない。しかしここでは、Hot spot モデルに基づく統計計算を行なうのではなく、 $\langle l_i \rangle$ の上限を以下のように評価する。

いま、 ^{14}N の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ は α 粒子と ^{10}B にそれらの質量数の比で分割されたとする。すなわち α 粒子の軌道角運動量の大きさは $\frac{4}{14} \langle l_i \rangle$ であり、移行された角運動量 I の大きさは ^{10}B の軌道角運動量 $\frac{10}{14} \langle l_i \rangle$ と仮定する。これは直接反応の描像で、 α 粒子放出は、そ

の起こしうる最大のスピンの変化を残りの系にもたらしめている点に注意すべきである。このとき、前平衡の粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ は

$$\langle l_i \rangle = \begin{cases} 46 \hbar & \text{for } \theta_\alpha = 20^\circ \\ 38 \hbar & \text{for } \theta_\alpha = 50^\circ \end{cases} \quad (\text{IV-23})$$

と評価される。一方、 $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応での完全融合反応に対する臨界角運動量 l_{cr} は Bass¹¹⁾ と Wilczyński¹⁰⁾ の方法により 50-53 \hbar と計算された (付録4 参照)。かくして、ここでもまた我々は前平衡の粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量は l_{cr} のすぐ下に存在しているという結論に達する。

III-5 ま と め と 考 察

(1) ま と め

第 III 部 について これまで明らかになった事柄をここに要約する。

- (i) $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応で前平衡 α 粒子が 20° に放出されたとき移行される平均の角運動量は $33 \pm 3 \hbar$ で、核整列は fissile nucleus の反跳方向に垂直な面内での Gauss 分布

$$A(\vec{I}) = \exp(-M_y^2 / 2\sigma_y^2)$$

を仮定すると、 $\sigma_y = 27 \pm 1 \hbar$ で与えられた。これは alignment parameter P_{zz} の値にすると 0.37 に対応する。

- (ii) 前平衡 α 粒子が 50° に放出されたときの平均の移行角運動量は $27 \pm 3 \hbar$ で、核整列は $\sigma_y = 11 \pm 1 \hbar$, $P_{zz} = 0.67$ で与えられた。

- (iii) 移行角運動量 I の大きさは ^{14}N の持ち込んだ入射軌道角運動量 l_i の $\frac{10}{14}$ 倍 (ここに 10 は

"移行"された ^{10}B の質量数)に等しいと仮定すると, 前平衡 α 粒子の 20° 放出に関する平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ は46 \hbar , 50° 放出に関する $\langle l_i \rangle$ は38 \hbar と評価される。ここで前平衡 α 粒子はその起こしうる最大のスピンの変化 $\frac{4}{14}\langle l_i \rangle$ を残りの系にもたらしめていると仮定している点で, $\langle l_i \rangle$ の上限を評価していると考えられる。こうして得られた $\langle l_i \rangle$ の値は完全融合反応に対する臨界角運動量 l_{cr} (50-53 \hbar)のすぐ下に存在していることがわかった。これは, 完全融合反応における前平衡過程での α 粒子の放出という描像とよく合致している。

(iv) 前平衡 α 粒子の前方角への放出($\langle l_i \rangle = 46\hbar$)には後方角への放出($\langle l_i \rangle = 38\hbar$)より大きな $\langle l_i \rangle$ が関与している。

(v) 前平衡 α 粒子が前方角へ放出されたとき核整列のくずれが大きいのは古典的衝突の描像によれば, 非赤道衝突の寄与が大きいためと解釈される。

この節を終るにあたってここで得られた前平衡の粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ についての結論は、第II部の γ 線多重度から導き出された結論と一致していることを改めて言うと同時に、両者の違いについても指摘しておく必要がある。次のような前平衡の粒子放出



が起こったとき、最終的に熱平衡が実現された系R（複合核）は一般に、軽粒子の蒸発と核分裂の2つの崩壊様式があると考えられる。第II部は、Rが4-6個の中性子を蒸発する場合の議論であり、第III部はRが核分裂で崩壊するときの議論である。核分裂崩壊は蒸発過程に比べて移行角運動量が大きいときに起こる現象であり、しかも第III部では $\langle l_i \rangle$ の上限を評価する方法をとったことを考え合わせると、前平衡の粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量は完全融合反応に対する臨界

角運動量 l_{cr} のあぐ下には存在しているという
結論はほとんど確固とした地位を得たと考え
られる。

(2) 軽イオン反応での核整列との比較

Wolf et al.⁶³⁾ は $^{239}\text{Pu}(\text{d}, \text{pf})$ 反応 (入射エネルギー 15 MeV) において, 放出される陽子との同時測定により, 反応平面内外で核分裂片の角分布を得た。図Ⅲ-(13) に彼らのデータを示す。座標系のとり方は今の場合と同じである。データは今の場合と比べてはるかに乏しいがきめだった相違が見えている。

陽子が後方 (140°) に放出されたとき反応平面外の角分布は等方的であり, 反応平面内の角分布は大きな非等方性をもっている。そして, 陽子が前方角に放出されるにつれて反応平面外の角分布の非等方性は大きくなり, 逆に反応平面内では非等方性は小さくなる。入射軌道角運動量 $L=2$ に対する DWBA 計算により M 分布が与えられている。その結果を図Ⅲ-(14) に示す。陽子が前方に放出されるにつれて反応平面に垂直なスピンの成分が多くなり核整列が良くなる。一方, いまの重イオ

この核反応では、前平衡粒子の 20° 放出の場合
は 50° 放出の場合より核整列のくずれが大きか
った。この両者の相違が何に由来するのかは
大きな疑問である。想像の域を出ない(d, pf)
反応で 50° より前方の陽子放出角に対して核整
列を調べればどうかという疑問もある)が、
軽イオニ核反応と重イオニ核反応との相違と
見るよりは、直接反応か否かという見方が重
要であると思われる。重イオニ核反応の直接
過程 (breakup-fusion, massive transfer etc) で
実現される核整列、または軽イオニ核反応の
precompound reaction で実現される核整列を調
べるのは興味深いと思われる。

Table III-(i) Experimental conditions

detector	angle	ΔE		E	distance	slit	absorber	accep. angle
		active	sensitive	sensitive				
		area	depth	depth				
		(mm ²)	(μ m)	(μ m)	(mm)	(mm ϕ)	(μ m)	(degree)
C ₁	20°	50	50	2000	50	6	Al-150	<u>+3.4</u>
C ₂	50°	50	50	2000	35	6	Al-150	<u>+4.9</u>
C ₃	variable	200	30	2000	80-130	14		<u><+ 5.0</u>

Beam Intensity 10-20 nA (typically) on target

Counting Rate C₁ : 200-400 cps (typically)

C₂ : 150-300 cps (typically)

C₃ : 200-400 cps (typically)

In-plane $\theta=90^\circ$ $\phi=\phi_R + 128^\circ - \phi_R + 290^\circ$

Out-of-plane $\phi=\phi_R + 148^\circ, \phi_R + 168^\circ, \phi_R + 200^\circ, \phi_R + 230^\circ, \phi_R + 245^\circ$

$\theta=2^\circ-90^\circ$

ϕ_R ; recoil angle of the fissile nucleus

Table III-(ii) Best fit parameters

Emission angle of α 's	I (h)	σ_y (h)	P_{zz}
20°	33 \pm 3	27 \pm 1	0.37
50°	27 \pm 3	11 \pm 1	0.67

$$P_{zz} = 3 \langle M_z^2 \rangle / 2 \langle I^2 \rangle - 1/2$$

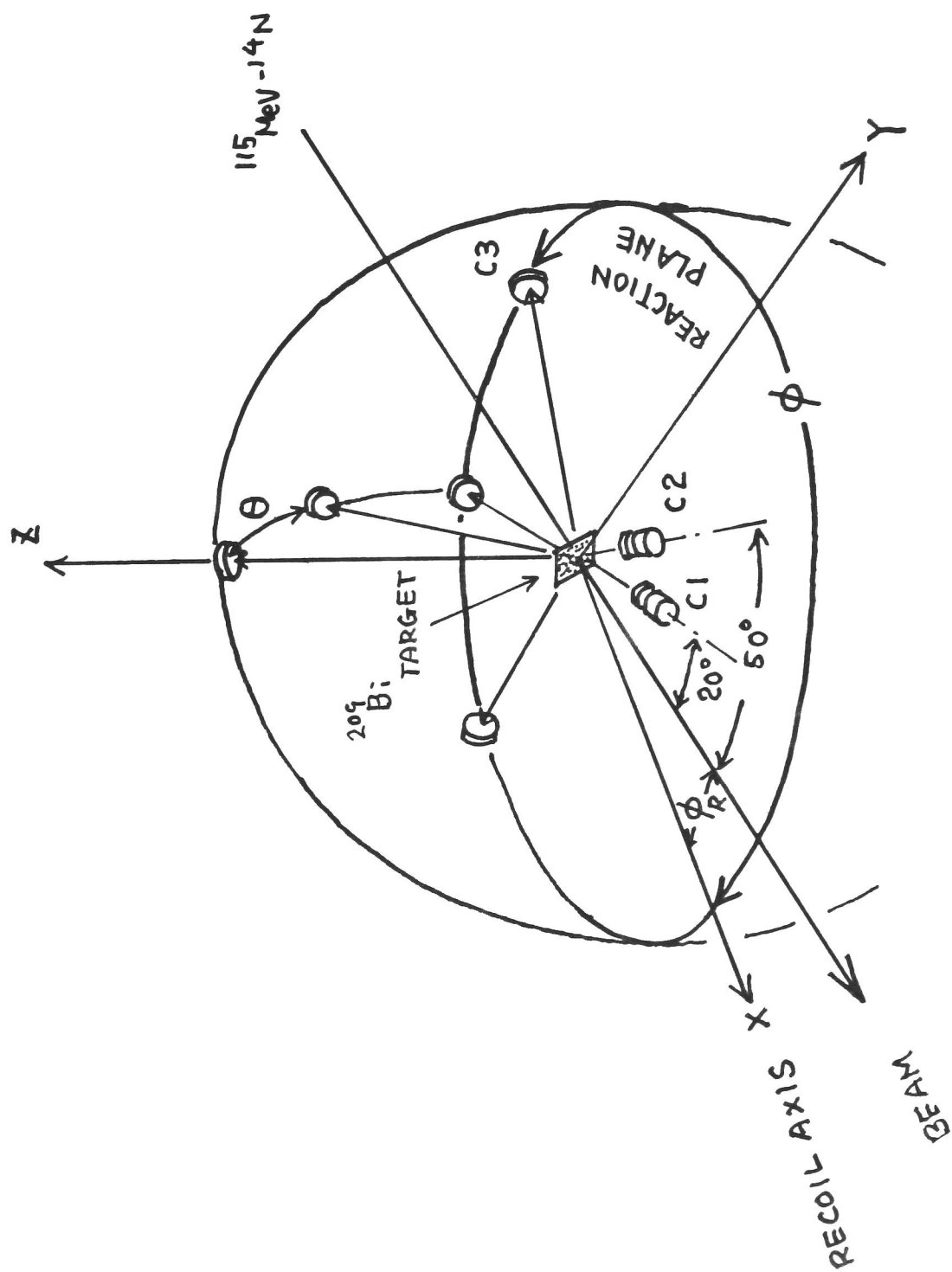


Fig. III-(1)

Schematic picture for the experimental set-up.

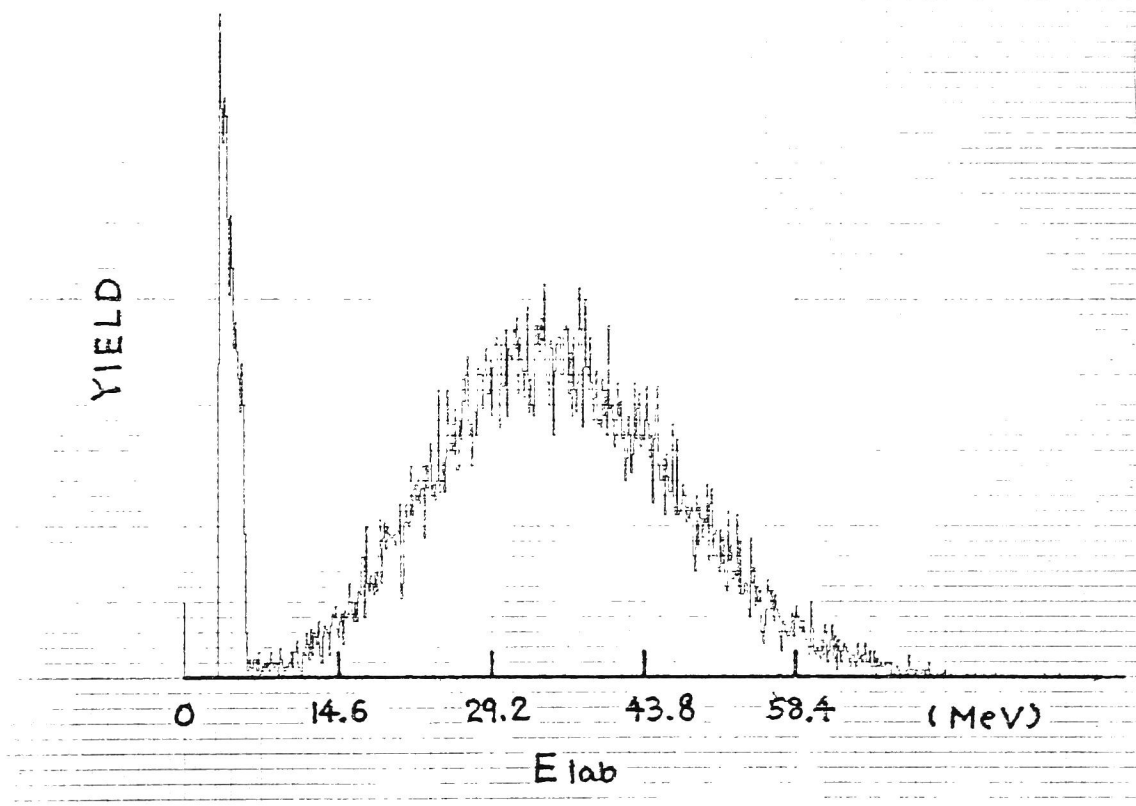


Fig.III-(2)

Singles energy spectrum of fission fragments measured at 160° with respect to the beam. Note that the observed energy of fission fragments becomes small because of the effect of the kinematics and the energy loss when they pass through the target.

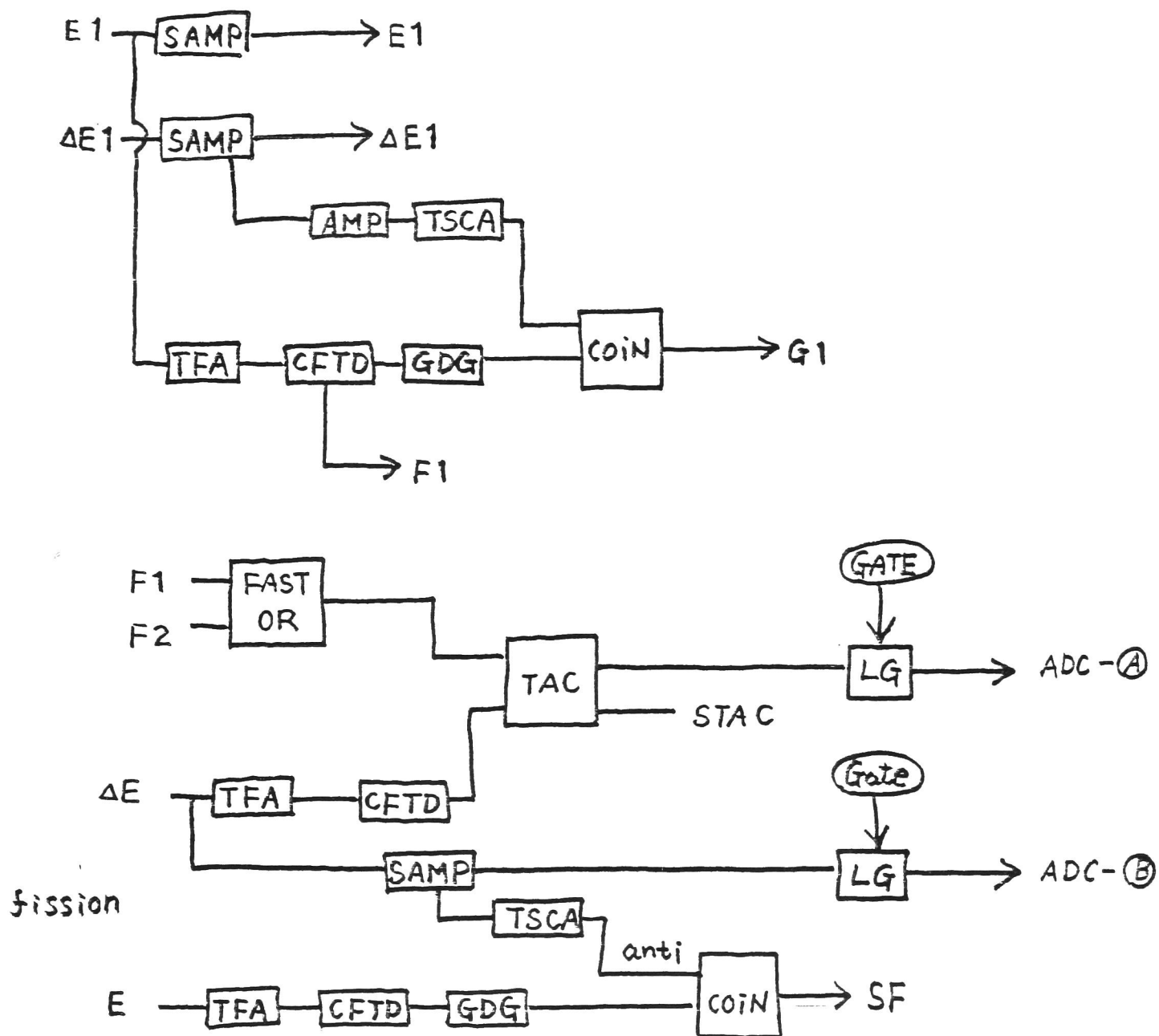


Fig. III-(3) (continued)

Block diagram of the electronics.

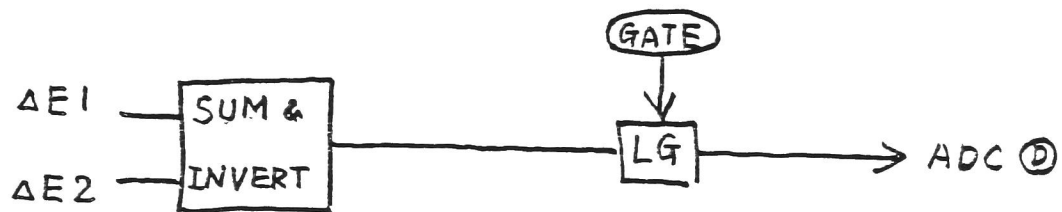
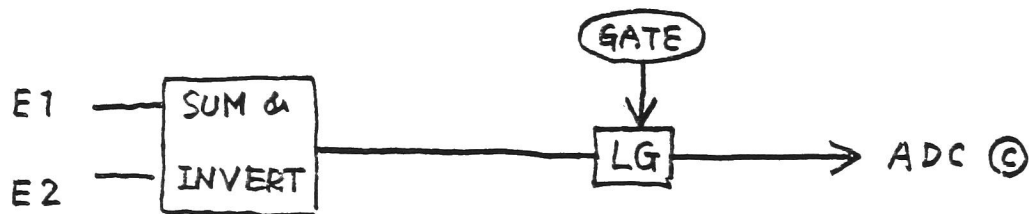
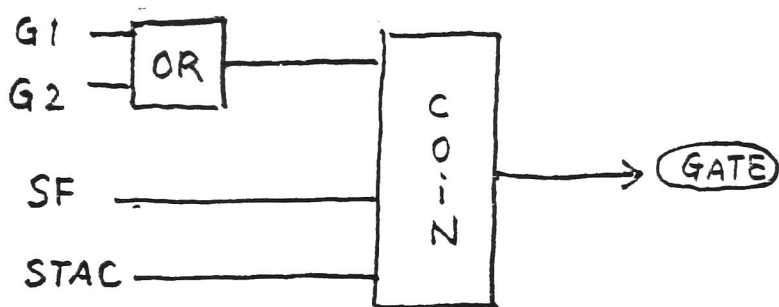
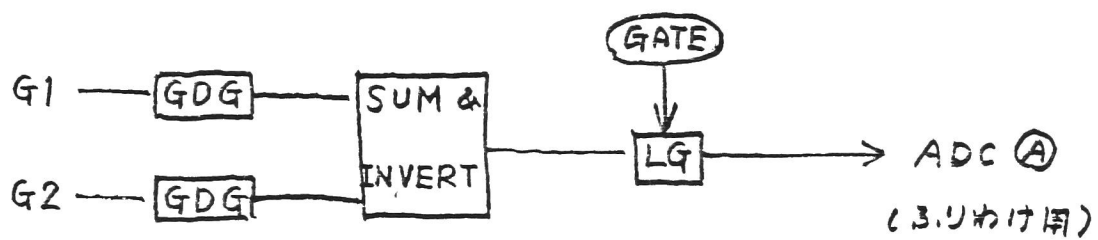


Fig. III-(3) (continued)

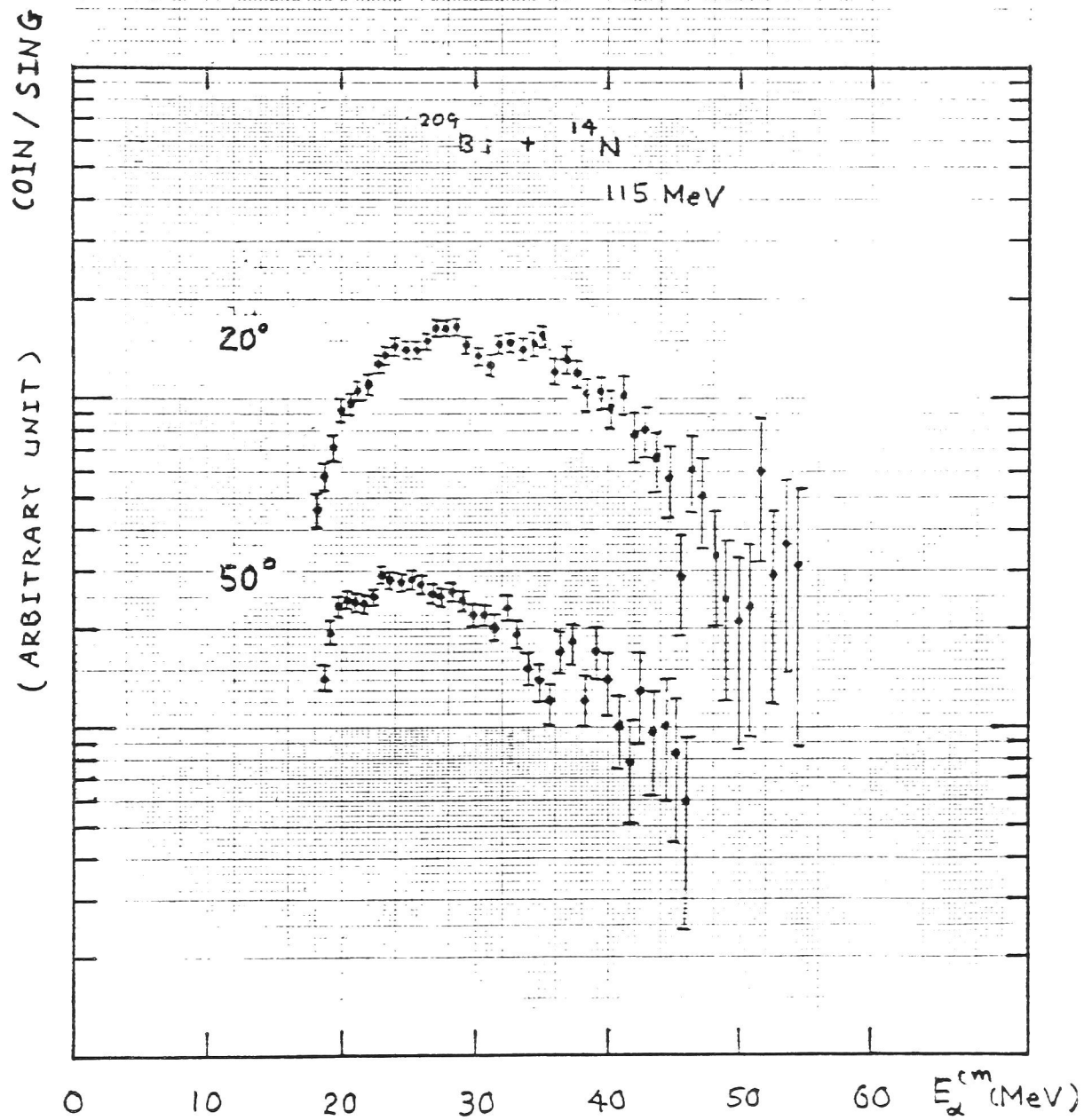


Fig.III-(4) (continued)

Ratio of the yield of α particles in coincidence with fission fragments to that of singles in the $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV.

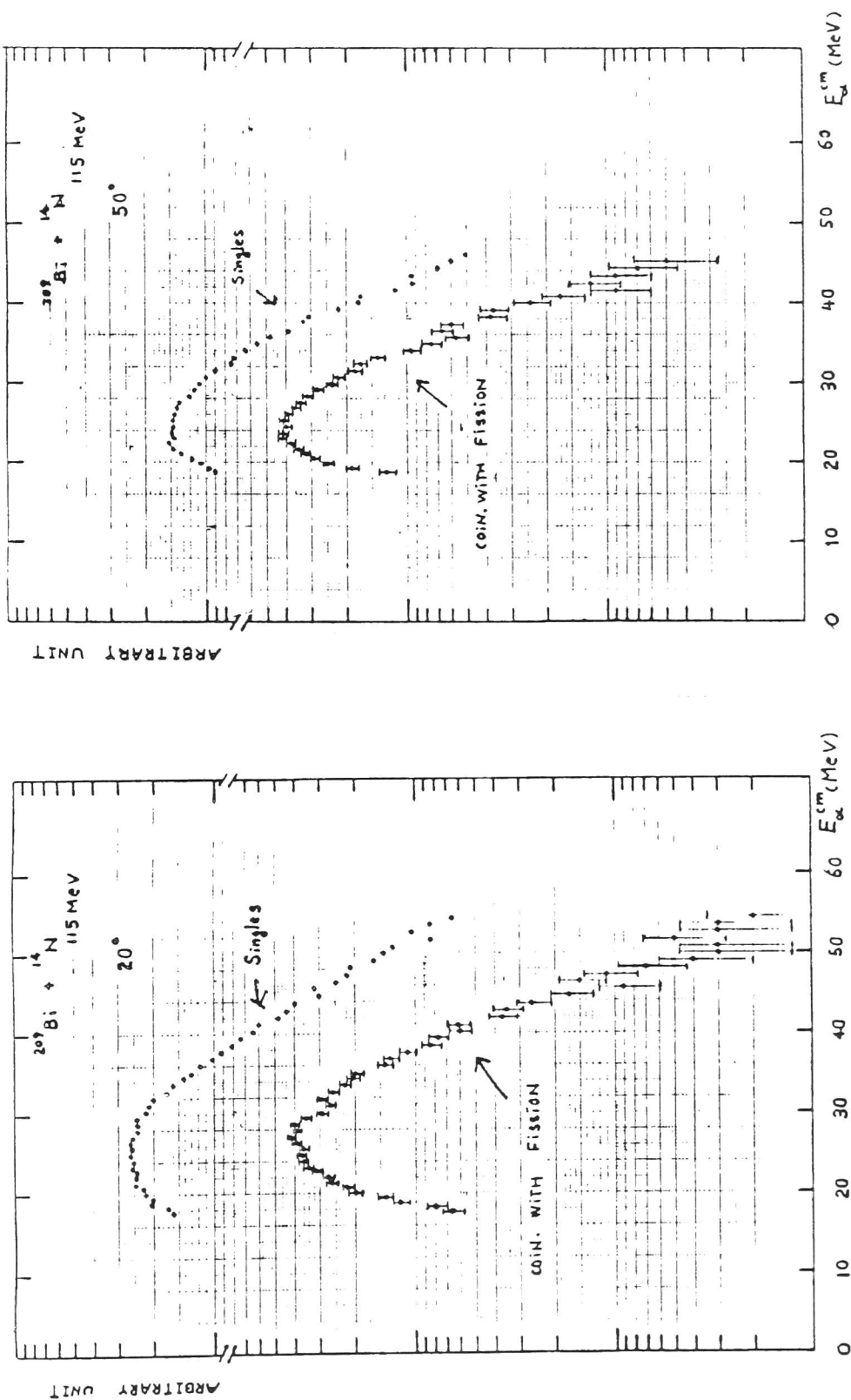


Fig.III-(4). Energy spectra of α particles in coincidence with fission fragments and that of singles measured at 20° (left) and 50° (right).

(continued)

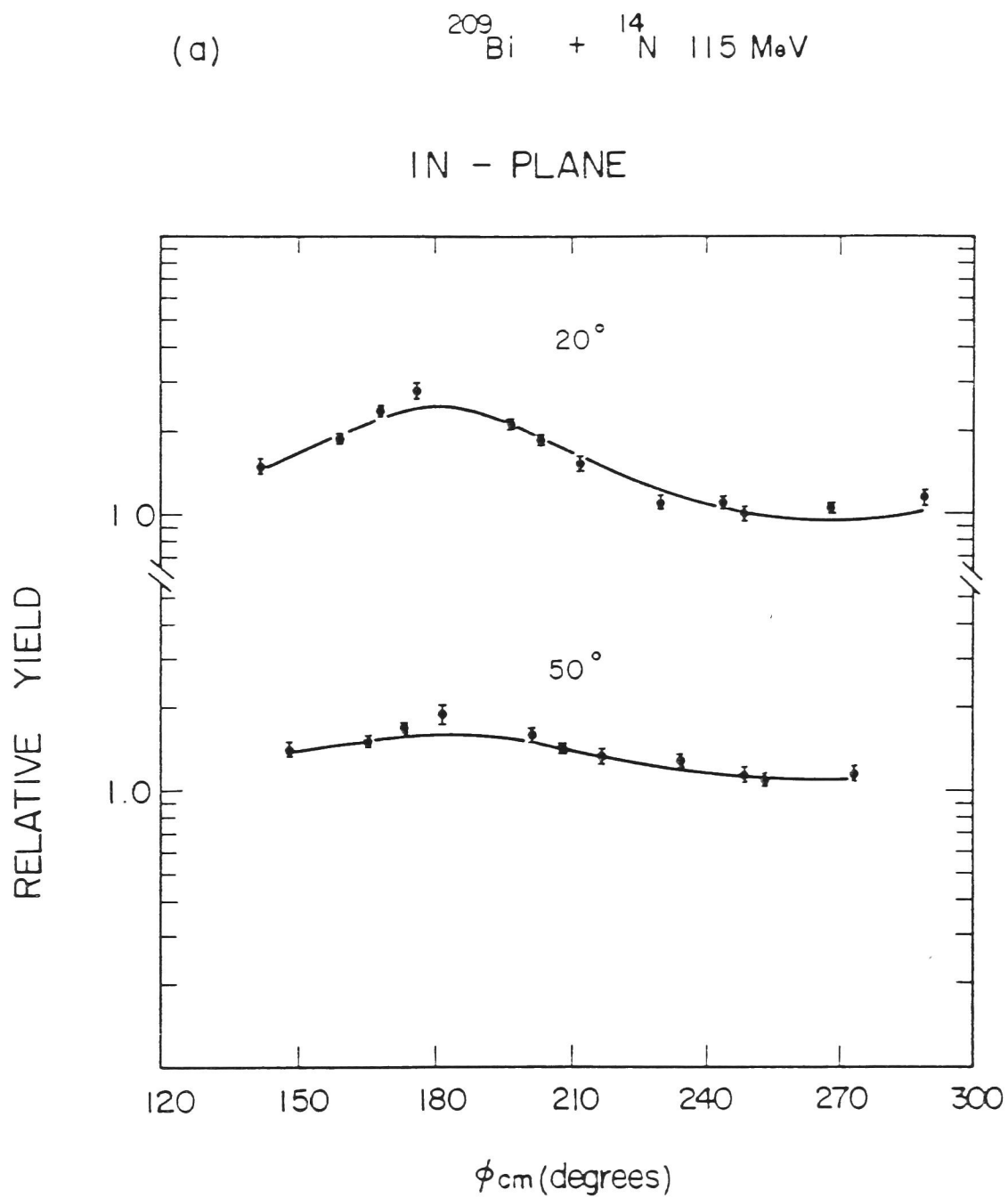


Fig. III-(5) (continued)

In-plane(a) and out-of-plane(b) angular distributions of fission fragments measured in coincidence with α particles emitted at 20° and 50° in the $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ reaction at 115 MeV. Solid curves give the best fits by eqn. (1) with parameters in table 1.

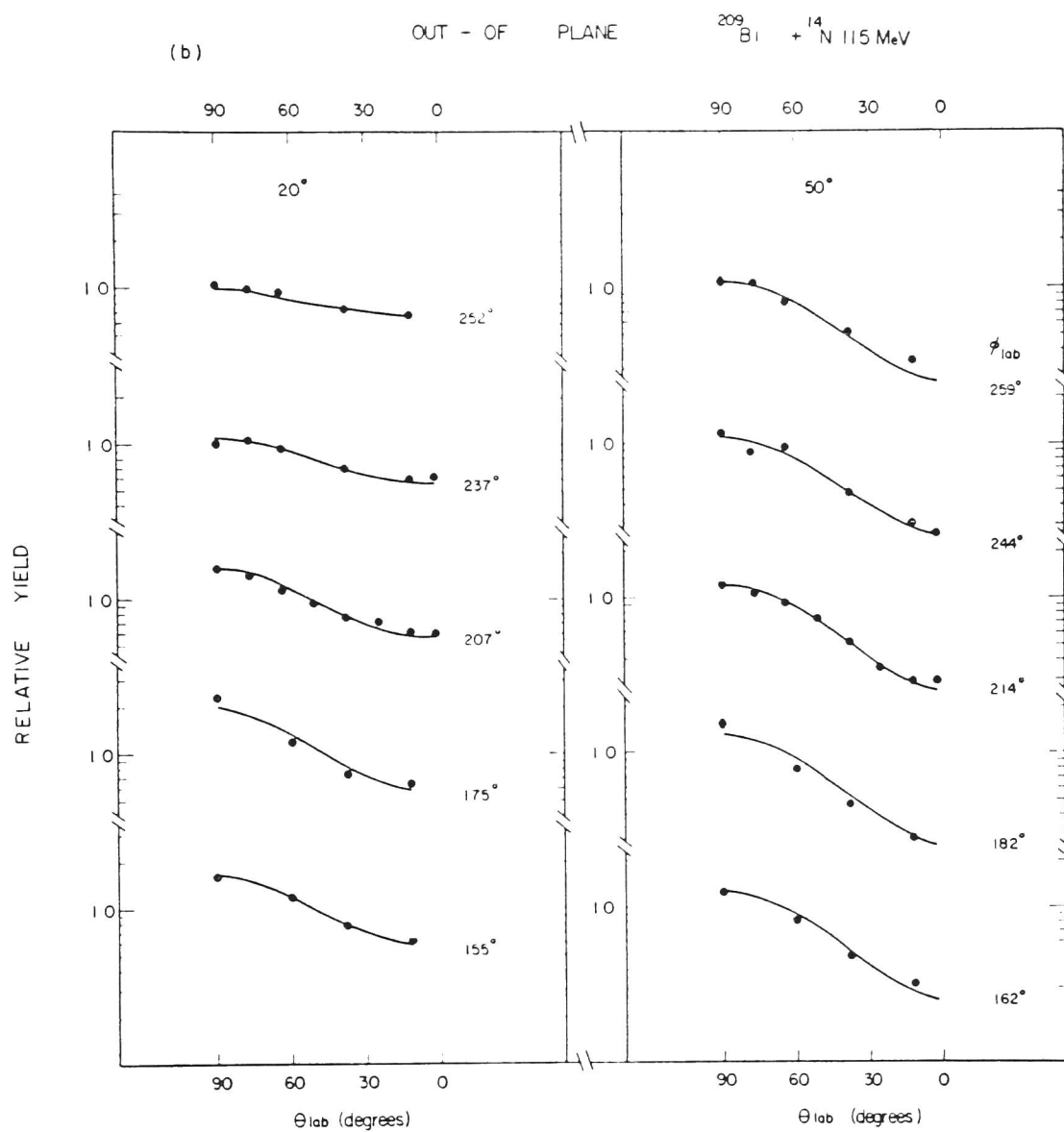


Fig.III-(5) (continued)

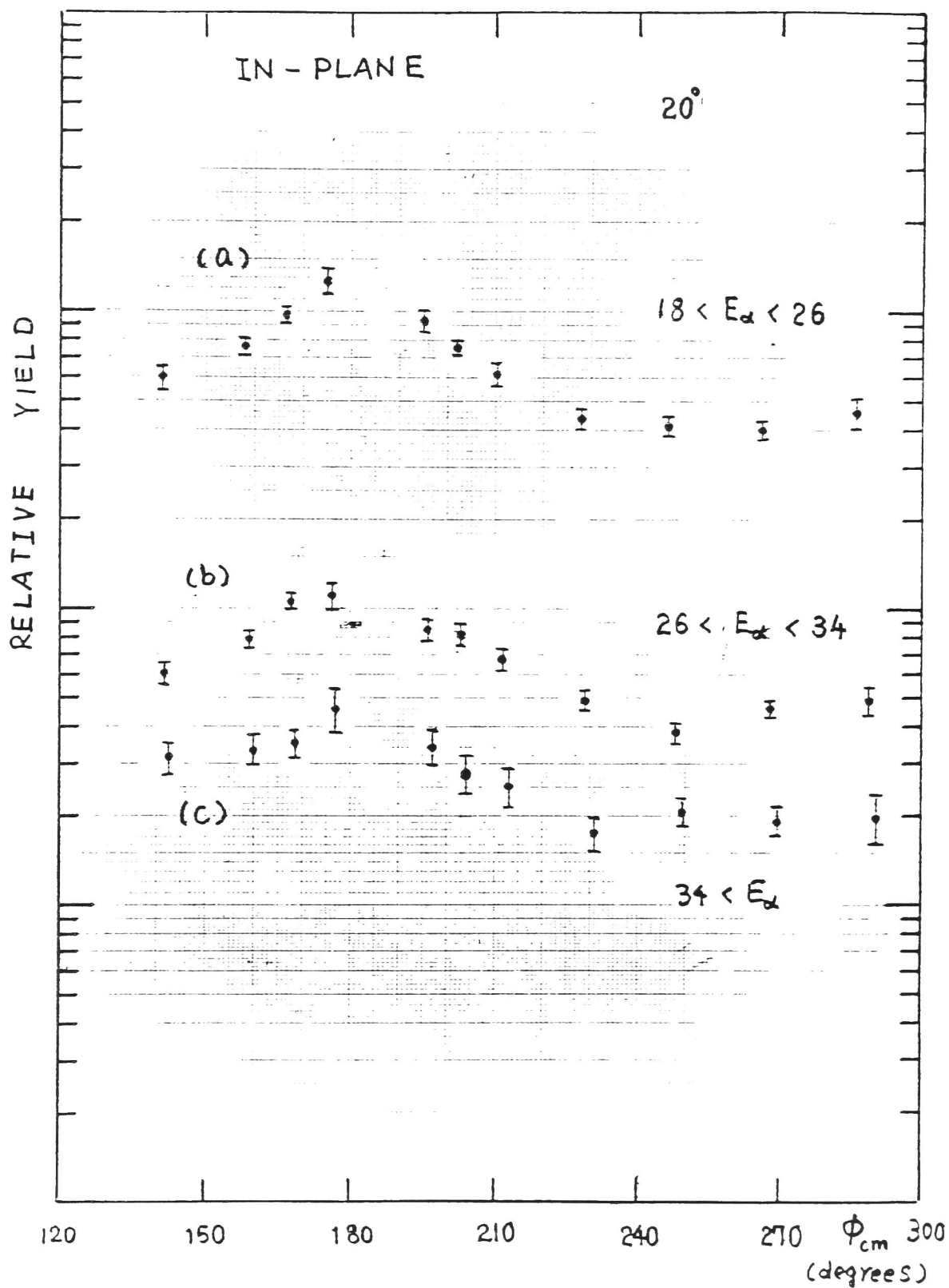


Fig.III-(6)

In-plane angular distributions of fission fragments gated by the kinetic energies(E) of α particles as follows;

(a) $18 < E_{\alpha} < 26$, (b) $26 < E_{\alpha} < 34$, and (c) $34 < E_{\alpha}$.

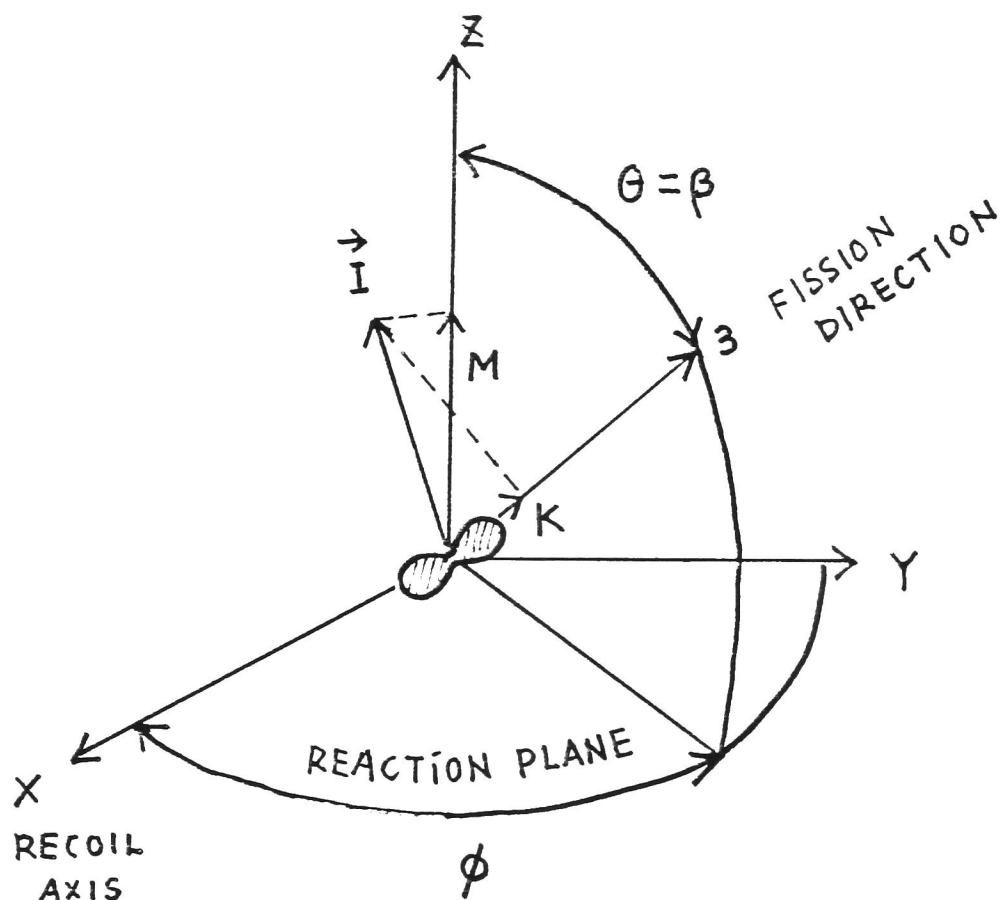


Fig.III-(7)

Relation of the body-fixed frame(symmetry axis) to the laboratory frame chosen in the present case. The angular momentum of the fissile nucleus is shown as a vector \vec{I} .

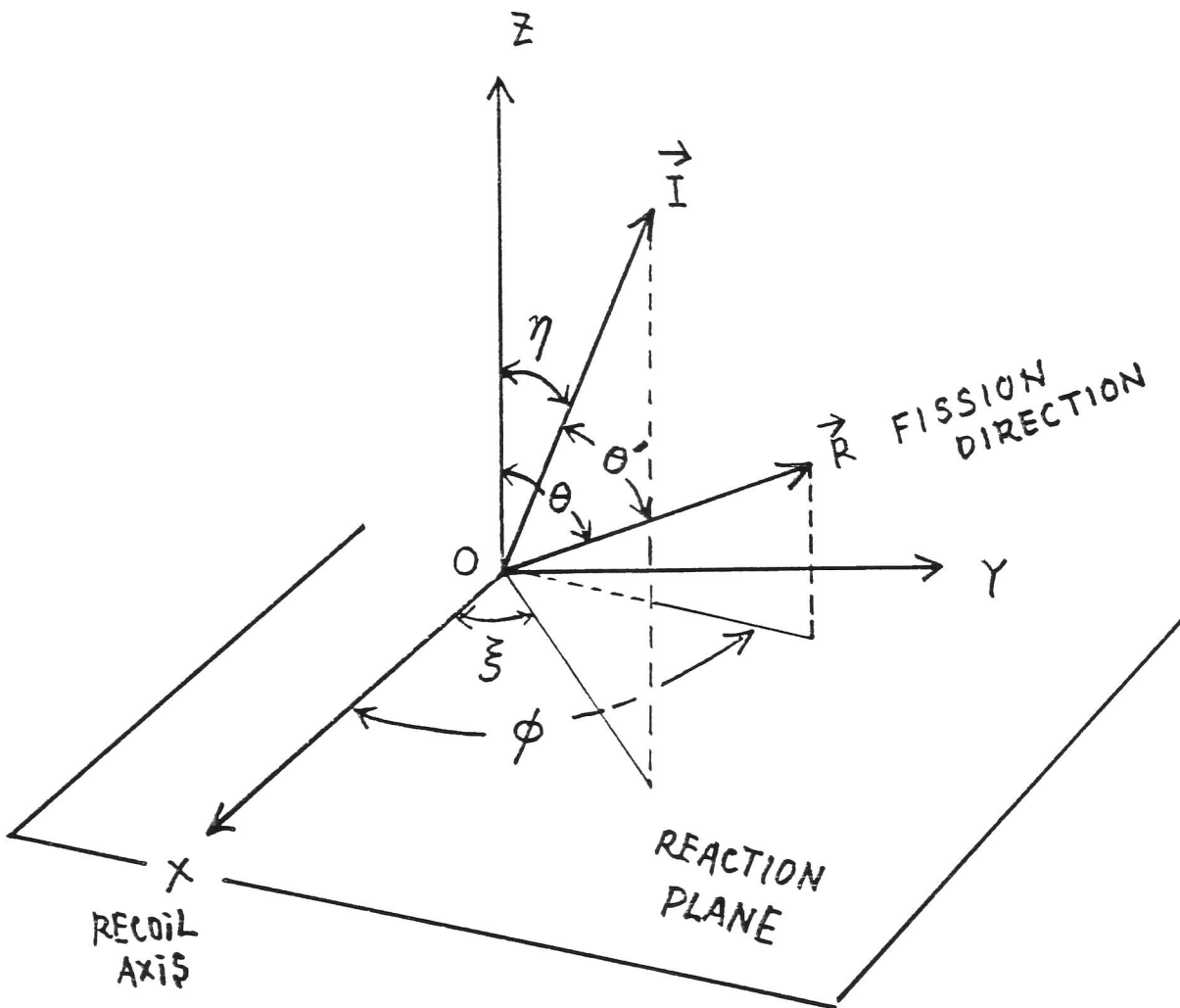


Fig.III-(8)

Relation of \vec{I} and \vec{R} in the laboratory frame chosen in the present case, where R is the vector showing the symmetry axis and \vec{I} the angular momentum vector of the fissile nucleus.

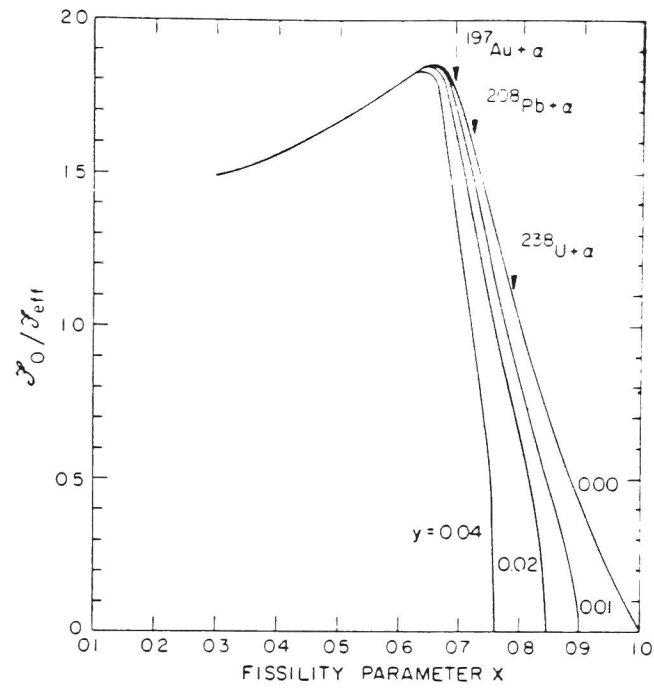


Fig.III-(9)

The reciprocal of the effective moment of inertia at the saddle as function of the fissility parameter x for various values of the centrifugal parameters y .

[文献 61) より]

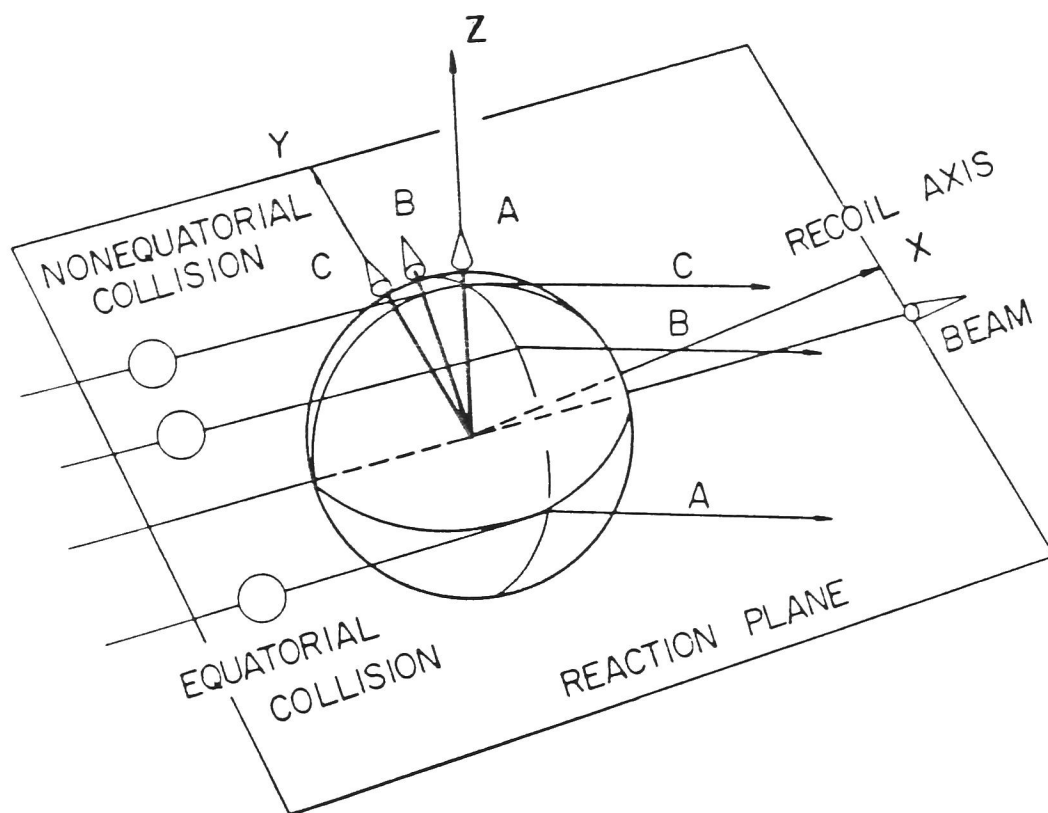
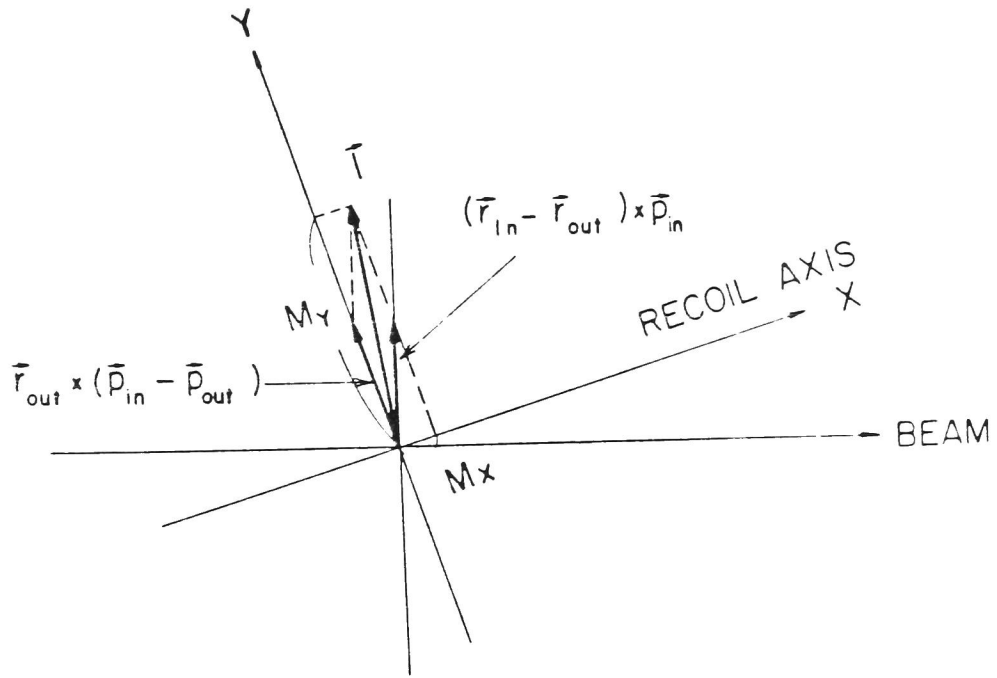


Fig.III-(10)

A schematical view of classical equatorial(A) and nonequatorial(B,C) collisions which produce the angular momentum vectors marked by symbols of A, B and C, respectively.



$$\vec{T} = (\vec{r}_{in} - \vec{r}_{out}) \times \vec{p}_{in} + \vec{r}_{out} \times (\vec{p}_{in} - \vec{p}_{out})$$

Fig. III-(11)

A schematical view for the sum of the angular momentum vectors in collisions with \vec{r}_{in} and \vec{r}_{out} . The transferred angular momentum \vec{T} is given by $\vec{T} = (\vec{r}_{in} - \vec{r}_{out}) \times \vec{p}_{in} + \vec{r}_{out} \times (\vec{p}_{in} - \vec{p}_{out})$. The vector $(\vec{r}_{in} - \vec{r}_{out}) \times \vec{p}_{in}$ is perpendicular to the beam direction (\vec{p}_{in}) and the vector $\vec{r}_{out} \times (\vec{p}_{in} - \vec{p}_{out})$ is perpendicular to the recoil direction ($\vec{p}_{in} - \vec{p}_{out}$) of the residual nuclei.

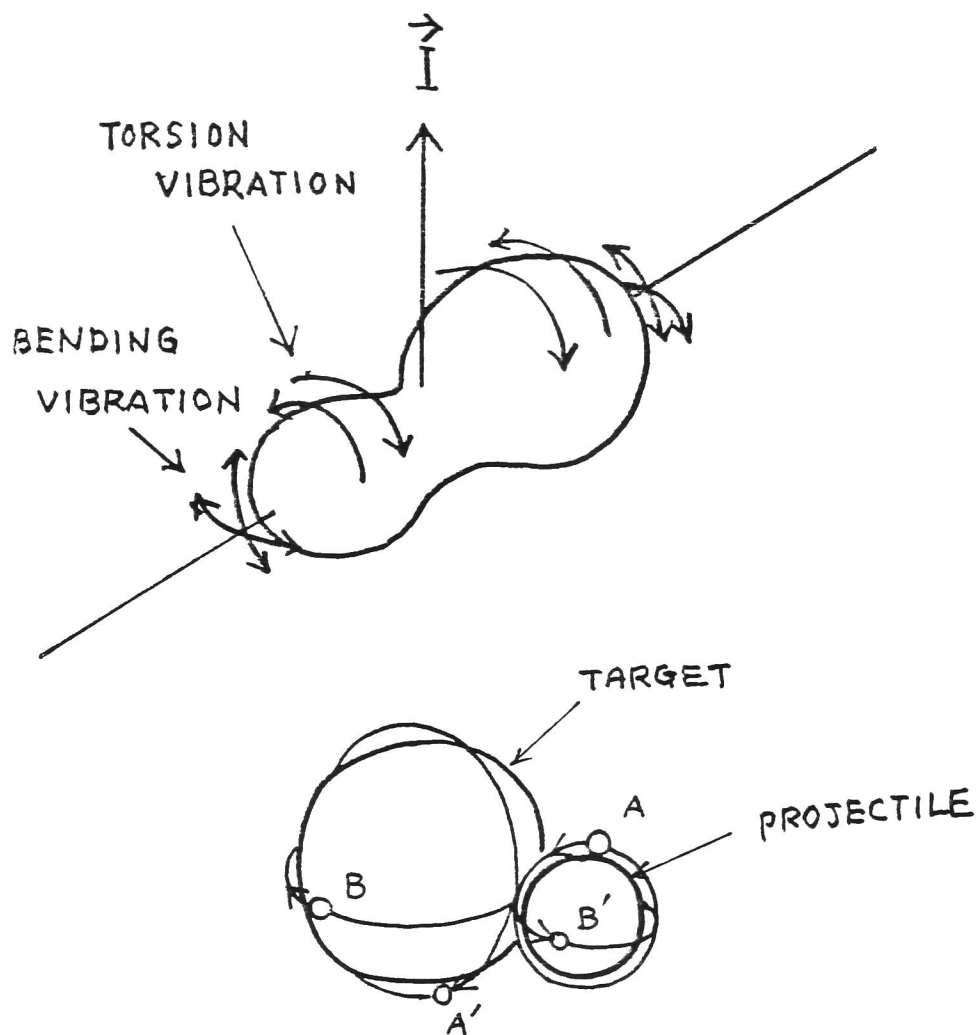
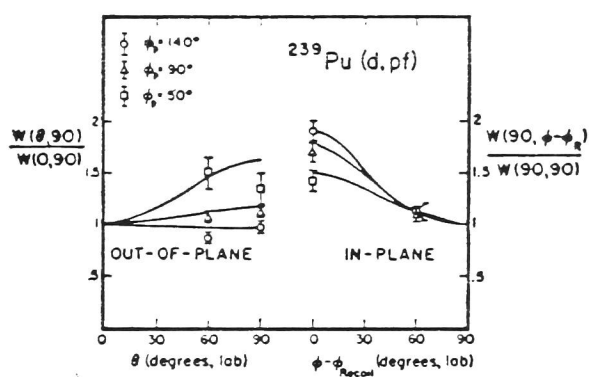


Fig.III-(12)

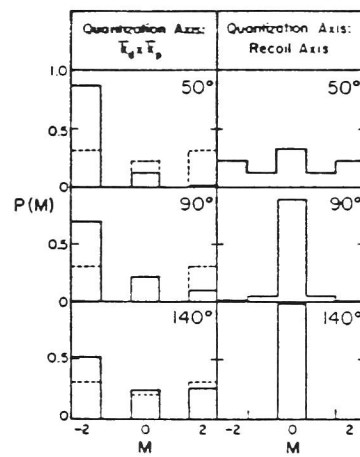
Schematical picture for torsion- and bending- vibration(upper)
in the composite configuration of projectile and target nucleus
and particle exchange(lower) between projectile and target nucleus.



The left-hand part of the figure shows the out-of-plane angular correlation for three different proton angles ϕ_p , with θ the angle describing the fission-fragment direction with respect to the vector $\mathbf{k}_d \times \mathbf{k}_p$. The in-plane correlations are shown as a function of the difference between the fragment direction ϕ and the recoil direction ϕ_R . The full curves are from the DWBA calculations. The in-plane anisotropies for $\phi_p = 140^\circ$ are taken from the work of Britt *et al.* The data in this figure are for an excitation energy region corresponding to $E^* - E_f$ values of 0.5 to 1.5 MeV.

Fig. III-(13)

[文献 63) 89]



The dependence of the M distributions on proton angle as given by DWBA calculations for $l=2$. The plane-wave prediction for the $\mathbf{k}_d \times \mathbf{k}_p$ quantization axis is given by the dotted lines.

Fig. III-(14)

[文献 63)より]

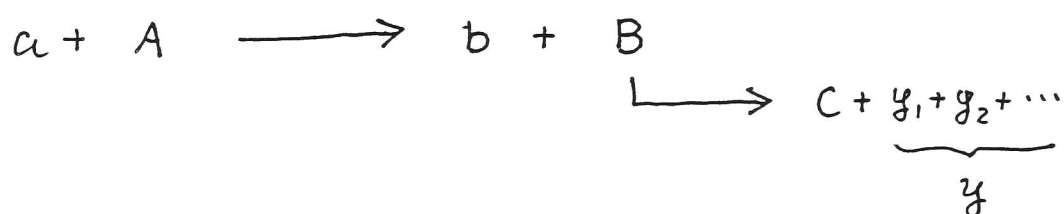
Epilogue

軽粒子放出に關与する可能な反応機構を総括すると表(1)のようになると考えられる⁶⁴⁾。

すなわち、① one-step の直接反応機構 (OSDR: one-step direct reaction) として、breakup (elastic breakup), breakup-fusion, transfer, transfer-fusion また ② multi-step の直接反応機構 (MSDR: multi-step direct reaction), あるいは重イオン核反応古来の呼称を使うと準弾性・深部非弾性衝突 さらに ③ 前平衡過程, ④ 平衡過程, が挙げられる。これらのうち、③と④は、入射核と標的核の間の完全融合反応における2つの様相に対応した反応機構といえる。すなわち、入射核と標的核の完全融合反応において全系が平衡状態になった後に軽粒子を放出する機構が④であり、未だ平衡状態に達していない状態 (前平衡状態) での軽粒子放出機構が③である。また、②には核子の連続的な移行結果としての軽粒子放出の他に、いわゆる (励起した) 重い放出粒子が軽粒子へ崩壊する過程が含まれていることに留意すべ

きである。

次に、着目している α 粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量について、第Ⅱ、Ⅲ部で得られた結論の積極的意味をみることにする。着目する速軽粒子放出反応は、



で、 a は入射核、 A は標的核、 b は速軽粒子、 B は複雑な励起状態、 C, y は B の崩壊チャネルである。このような速軽粒子放出に関与する反応機構をめぐる主張には、2つの大きな潮流があると思われる。1つは①の breakup-fusion^{16, 19, 20, 23, 24, 25)} で、他の1つは③の前平衡過程^{15, 17, 18, 21)} である。ここでは、序での分類法とは異なり、massive transfer 反応は breakup-fusion と同じものとみなしている。①と③を区別する理想的な基準は、入射軌道角運動量が入口チャネルでの完全融合反応に対する臨界角運動量より大きい(①)か、小さい(③)か

であるということは重要である。このような認識は、最近徐々に共通のものになりつつあて、とくに、Wilczyński et al.⁶⁵⁾による“一般化された臨界角運動量 (generalized critical angular momentum)”の概念の提唱は①のbreakup-fusionに対する定性的な理解と解釈できると思われる。さて、第Ⅱ、Ⅲ部では、 l_{cr} をBassおよびWilczyńskiの方法^{10,11)}で与え次のような結論を得たのであった。

(i) 速 α 粒子放出に関与する平均の入射軌道角運動量 $\langle l_i \rangle$ は、完全融合反応に対する臨界角運動量 l_{cr} のすぐ下に存在する。

(ii) 速 α 粒子の前方角放出には後方角放出に比べて higher partial waves が関与する。

ここでは、第Ⅰ～Ⅲ部を通して明らかになった諸事実を捨象して「前平衡」の代わりに「速」という形容詞を用いたけれども、結論(i)は前平衡 α 粒子放出機構を積極的に支持している。

一方、結論(ii)は、ここでは取り等げなかったけれども、GrossとWilczyński²⁶⁾による“piston

mechanism"を否定することを指摘しておく。何故なら, "piston mechanism"はその当然の帰結として lower partial waves が(すなわち正面衝突に近い方が)前方角への α 粒子放出に寄与すると考えられるからである。

次に, 第II部で報告した $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応に対する exclusive measurement は, 前平衡過程に由来する α 粒子が singles α 粒子に対して大きな割合(60-70%)を占めていることを明らかにすると同時に, ②のMSDRとしての ^8Be , excited ^{12}C の崩壊の存在(singles α 粒子の20-30%)および, ①のOSDRとしてのelastic breakupの存在(singles α 粒子のせいぜい数%)を明示したことに注意を喚起しておきたい。

以上, について本論文で得られた結論は, 重イオン核反応における前平衡過程の存在の重要性を宣言したといえよう。ただし, 公平さを期すために, 本論文で問題にした反応は, 入射エネルギー 6-8 MeV/amu の ^{14}N -

induced reactions であることを言明しておく。
研究を始めるにあたって、比較的低エネルギー（ $6-8 \text{ MeV/amu}$ ）でしかも ^{12}C や ^{16}O のようにαクラスター構造のすすんでいない ^{14}N を入射核に選んだのは、前平衡軽粒子を純粹に研究対象とすることを意識していたということを一言付け加えておきたい。

一方、one-step の直接反応、とくに最近理論的考察が注目される breakup-fusion process を起源とする速軽粒子は up-to-date な研究対象であり、その実験的検証は大変興味をそそられる課題と思われる。

Table (1) A classification for mechanisms responsible
for light-particle emission

\uparrow $\ell > \ell_{cr}$ \downarrow	<p>① one-step direct reaction(OSDR)</p> <div style="display: flex; align-items: center;"> <div style="font-size: 3em; margin-right: 10px;">{</div> <div> <p>breakup(elastic breakup)</p> <p>breakup-fusion</p> <p>transfer</p> <p>transfer-fusion</p> </div> </div>
<hr style="width: 100%;"/> \uparrow $\ell < \ell_{cr}$ \downarrow	<p>② multi-step direct reaction(MSDR) or DIC</p> <hr style="width: 100%;"/> <p>③ preequilibrium process</p> <p>④ equilibrium process</p>

Acknowledgement

著者が理化学研究所（以後理研と略す）サイクロトロン研究室に研修生として迎えられたのは1977年4月で、以来重イオン核反応の研究に専心してきたわけであるが、その間の経験を語るには当時、当研究室で既に終了していたあるいは進行しつつあった重イオン核反応の研究を、背景として振り返ってみるのがよいと思われる。

先ず、弾性非弾性散乱の研究として河野功⁶⁶⁾による

1. Elastic and Inelastic Scattering of ^{14}N and ^{12}C Projectiles by ^{12}C , ^{27}Al , ^{28}Si and ^{58}Ni ,
弾性非弾性散乱，一核子から多核子移行反応までの総合的研究として吉江森男と河野功⁶⁷⁾による

2. Studies of ^{14}N -, ^{12}C - and ^{11}B -Induced Reactions on ^{90}Zr and $^{92-100}\text{Mo}$ at Energies above the Coulomb Barrier

が挙げられる。これらは理研サイクロトロンで加速された重イオンビームを使った基本的

なデータを提供しており、その後続く重イオン核反応の研究者にとっては、礎としての存在価値がある。以後研究は、重イオン核反応機構の豊かさを証明するかのように分化、目的化してゆくことになる。

福田共和、野村亨等⁶⁸⁾による

3. 入射粒子減衰法による完全融合断面積の測定,

田中耕一郎、石原正泰と阪大理学部との共同⁶⁹⁾による

4. $^{100}\text{Mo} (^{14}\text{N}, ^{12}\text{B}) ^{102}\text{Ru}$ 反応における ^{12}B のスピン偏極の測定,

本林透、河野功等⁷⁰⁾による

5. 軽い原子核 ($1p$ および $2s-1d$ 殻) の間での α 粒子移行反応の研究,

稲村卓等⁷⁴⁾による

6. Gamma-Rays from an Incomplete Fusion Reaction Induced by 95 MeV ^{14}N ,

下田正、石原正泰等⁷¹⁾による

7. 重イオン核反応における三体過程の反応

機構の研究

等、重要な研究が同時進行していたわけである。これらは、理研サイクロトロンで6-8 MeV/amu に加速された軽い重イオン (^{11}B , ^{12}C , ^{14}N , ^{16}O , ^{20}Ne) の持ち味を非常にうまく生かした研究で、しかも (5) は直接過程、(4)(7) は準弾性、深部非弾性衝突、(6) は速 α 粒子放出、(3) は完全融合反応というように、重イオン核反応全般にわたる内容となっているのは驚くべきことである。

こんな中であって、著者に重イオン核反応における速軽粒子放出の研究に目を開かせてくれたのが理研・研究員の野村亨氏であった。この研究は、当時世界的にも高揚初期にあり時期を失せず研究を始めることができたことを大変幸せに思っている。現在に至る4年間の共同研究を通して、絶えぬ発揮された氏の豊かな指導力に深く敬意を表明する。また、強力な共同研究者として理研・研究員の石原正泰、稻村卓の両氏には深く感謝する。他に

阪大理助手の本林透氏、理研・研究員の郷農靖之氏、他、河本進氏、矢野倉実氏、東工大の杉立徹氏、京大の家城和夫氏を共同研究者として得たことがこの研究を可能にした。特に、今年間の研究活動を通じて教育的議論に労を惜しまれなかった野村亨氏、石原正泰氏、本林透氏にあらためて感謝の意を表明する。彼らには、物理実験研究者の生き様の面でも感銘を受けることが多かった。

また、この研究を進めるにあたって理研・研究員の和田雄氏、阪大理助手の下田正氏には計算機面で、理研の藤田二郎氏には回路維持の面で、さらに理研工作室の他、サイクロトロニ研究室の数多くの人々の協力を得たことを有難く思う。テキサス大の天川博隆氏、東大教養部の市村淳氏にはたいてい議論の相手になっていただいた。実験を可能にした重要な要因として忘れてはならないのは、年間5000時間以上の稼働率を誇るサイクロトロニそのものの丈夫さと使い易さであろう。それを

保証したオペレータの人達に深く感謝する。

最後に、著者の理研での研究活動を完全に保証してくださった理研・マイクロコニ研究室・主任研究員の上坪宏道氏、また、著者を理研に紹介していただいたことから現在に至るまで、研究活動に対するたゆまぬ支持を与えてくださった京大理小林晨作教授に格別の感謝の意を表明する。

References

1. J. H. D. ...

2. J. H. D. ...

3. J. H. D. ...

4. J. H. D. ...

5. J. H. D. ...

6. J. H. D. ...

7. J. H. D. ...

8. J. H. D. ...

9. J. H. D. ...

10. J. H. D. ...

11. J. H. D. ...

- 1) 杉本健三, 永宮正治, 佐野光男, 藤田純一,
平尾泰男, 日本物理学会誌, 30巻5号 p. 333
- 2) J.P. Bondorf, Jour. de Phys. suppl. 11(1976) C5-195
- 3) S. Nagamiya, Report on Numatron project (1980) INS-NUMA-22
- 4) I. Tanihata, Report on Numatron Project (1979) INS-NUMA-15
- 5) M. Ichimura, Report on Numatron Project (1977) INS-NUMA-6
- 6) 上坪宏道, 科学 48 (1978) 139
- 7) W. Norenberg, Jour. de Phys. suppl. 11(1976) C5-141
- 8) R. Kaufmann and R. Wolfgang, Phys. Rev. 121(1961)192
- 9) M. Lefort, Jour. de Phys. suppl. 11(1976) C5-57
- 10) J. Wilczynski, Nucl. Phys. A216(1973)386
- 11) R. Bass, Nucl. Phys. A231(1974)45
- 12) H.C. Britt and A.R. Quinton, Phys. Rev. 124(1961)877
- 13) J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, C. Rouussett, U.C. Schlotthauer-
Voos and X. Tarrago, Phys. Rev. C9(1974)1126

- 14) T. Inamura, M. Ishihara, T. Fukuda, T. Shimoda and H. Hiruta,
Phys. Lett. 68B(1977)51
- 15) T. Nomura, H. Utsunomiya, T. Motobayashi, T. Inamura and
M. Yanokura, Phys. Rev. Lett. 40(1978)694
- 16) D.R. Zolnowski, H. Yamada, S.E. Cala, A.C. Kahler and
T.T. Sugihara, Phys. Rev. Lett. 41(1978)92
- 17) L. Westerberg, D.G. Sarantites, D.C. Hensley, R.A. Dayras,
M.L. Halbert and J.H. Barker, Phys. Rev. C18(1978)796
- 18) T. Nomura, H. Utsunomiya, T. Inamura, T. Motobayashi and
T. Sugitate, Jour. Phys. Soc. Japan 46(1979)335
- 19) K. Siwek-Wilczynska, E.H. du Narchie van Voorthuysen,
J. van Popta, R.H. Siemssen and J. Wilczynski, Phys. Rev. Lett.
42(1979)1599
- 20) K.A. Geoffroy, D.G. Sarantites, M.L. Halbert, D.C. Hensley,
R.A. Dayras and J.H. Barker, Phys. Rev. Lett. 43(1979)1303
- 21) H. Utsunomiya, T. Nomura, T. Inamura, T. Sugitate and
T. Motobayashi, Nucl. Phys. A334(1980)127
- 22) T. Inamura, T. Kojima, T. Nomura, T. Sugitate and H. Utsunomiya,
Phys. Lett. 84B(1979)71

- 23) T. Udagawa and T. Tamura, Phys. Rev. Lett. 45(1980)1311
- 24) J.R. Wu and I.Y. Lee, Phys. Rev. Lett. 45(1980)18
- 25) T. Kishimoto , 素粒子論研究 61巻 (1980) p.56
- 26) D.H.E. Gross and J. Wilczynski, Phys. Lett. 67B(1977)1
- 27) J.J. Griffin, Phys. Rev. Lett. 17(1966)478
- 28) C.K. Cline and M. Blann, Nucl. Phys. A172(1971)225
- 29) L.W. Swenson and C.R. Gruhn, Phys. Rev. 146(1966)886
 ; B.L. Cohen and A.G. Rubin, Phys. Rev. 149(1966)844
 ; V.V. Verbinski and W.R. Burrus, Phys. Rev. 177(1969)1671
- 30) (HI, xn) 反応に対する理論的取扱いが次の論文に見られる,
 M. Blann, Nucl. Phys. A235(1974)211
- 31) J.P. Bondorf and W. Norenberg, Phys. Lett. 44B(1973)487
- 32) J. Galin, B. Gatty, D. Guerreau, U.C. Schlotthaus-Voos
 and X. Tarrago, Phys. Rev. C9(1974)1113
- 33) T. Nomura, K. Hiruta, T. Inamura and M. Odera, Nucl. Phys.
 A217(1973)253

- 34) J.R. Grover and J. Gilat, Phys. Rev. 157(1967)802
- 35) G.R. Sachler, in Introduction to Nuclear Reactions
(John Wiley & Sons, New York, 1980) p.242
- 36) T. Ericson, Adv. in Phys. 9(1960)425
- 37) J.M. Blatt and V.F. Weisskopf, in Theoretical Nuclear Physics
(John Wiley & Sons, New York, Chapman & Hall, limited, London,
1954) p.340
- 38) G. Igo, Phys. Rev. 115(1959)1665
- 39) G.R. Satchler, Nucl. Phys. 70(1965)177
- 40) W.J. Knox, A.R. Quinton and C.E. Anderson, Phys. Rev. 120(1960)2120
- 41) C.M. Perey and F.G. Perey, Atomic Data and Nucl. Data Tables
17(1976)1
- 42) T.D. Thomas, An. Rev. Nucl. Sci. 18(1968)343
- 43) R. Weiner and M. Westrom, Nucl. Phys. A286(1977)282
- 44) W.u. Schroder and J.R. Huizenga, Ann. Rev. Nucl. Sci. 27(1977)465
- 45) T. Wada, Reports IPCR 46(1970)121 (in Japanese)

- 46) D.C. Williams and T.D. Thomas, Nucl. Phys. A92(1967)1
- 47) A. Bohr and B.R. Mottelson, in Nuclear Structure vol.1
(W.A. Benjamin, Inc., New York, Amsterdam, 1969) p.293
- 48) W. Norenberg, Phys. Lett. 52B(1974)289
- 49) G. Wolschin, FIZIKA 9(1977)513
- 50) H.A. Bethe, Phys. Rev. 53(1938)675
- 51) G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer,
W.R. Meyer, H.H. Gutbrod, A. sandoval and R. Stock,
Phys. Rev. Lett. 37(1976)1202 ; J. Gosset, H.H. Gutbrod,
W.R. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R. Stock and
G.D. Westfall, Phys. Rev. C16(1977)629
- 52) D.G. Sarantites, L. Westerberg, M.L. Halbert, R.A. Dayras,
D.C. Hensley and J.H. Barker, Phys. Rev. C18(1978)774
- 53) A.G. Artukh, V.V. Avdeichikov, J. Ero, G.F. Gridnev,
V.L. Mikheev and J. Wilczynski, Nucl. Phys. A160(1971)511
- 54) J.P. Bondorf, F. Dickmann, D.H.E. Gross and P.J. Siemens,
Jour. de Phys. 32(1971) C6-145
- 55) V.V. Volkov, Phys. Reports 44(1978)93

- 56) M. Ishihara, S. Kohmoto, H. Kamitsubo, T. Nomura,
H. Utsunomiya, K. Ieki, T Sugitate and Y. Gono,
Proc. Int. Conf. on Nuclear Reactions (Berkeley, California,
August, 1980) p.460
- 57) W.D. Myers, Nucl. Phys. A204(1973)465
- 58) R.H. Stokes, J.A. Northrop and K. Boyer, Rev. Sci. Instr. 29(1958)61
- 59) P. Dyer, R.J. Puigh, R. Vandenbosch, T.D. Thomas, M.S. Zisman,
L. Nunnolley, Nucl. Phys. A322(1979)205
- 60) A. Bohr, Int. Conf. peaceful uses of atomic energy, Geneva,
vol.2(UN,NY,1956) p.151
- 61) B.B. Back and S. Bjornholm, Nucl. Phys. A302(1978)343
- 62) S. Cohen, F. Plasil and W.J. Swiatecki, Ann. of Physics 82
(1974)557
- 63) K.L. Wolf, R. Vandenbosch and W.D. Loveland, Phys. Rev. 170,
(1968)1059
- 64) J. Ichimura, private communication
- 65) J. Wilczynski, K. Siwek-Wilczynska, J. van Driel, S. Gonggriip,
D.C.J.M. Hagemann, R.V.F. Janssens, J. Lukasiak and R.H. Siemssen,
Phys. Rev. Lett. 45(1980)606

- 66) I. Kohno, Scientific Papers IPCR 68(1974)38
- 67) M. Yoshie and I. Kohno, Scientific Papers IPCR 69(1975)63
- 68) T. Fukuda, M. Ishihara, T. Inamura, T. Numao, T. Shimoda and T. Nomura, Proc. Int. Conf, on Nuclear Structure, contributed papers(Tokyo, September,1977)p.667
- 69) K. Tanaka, M. Ishihara, H. Kamitsubo, N. Takahashi, A. Mizobuchi, Y. Nojiri, T. Minamizono and K. Sugimoto, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure (Tokyo,September,1977) p.825
- 70) T. Motobayashi, I. Kohno, T. Ooi and S. Nakajima, Nucl. Phys. A331(1979)193
- 71) T. Shimoda, M. Ishihara, H. Kamitsubo, T. Motobayashi and T. Fukuda, Proc. Int. Conf. on Nuclear Structure, contributed papers(Tokyo, September, 1977) p.703

Appendix

付録1 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 弾性散乱の解析

— 光学模型と a quarter point analysis —

実数部と虚数部が同じ radius parameter r_0 と diffuseness parameter a を持つ Woods-Saxon ポテンシャル

$$V = \frac{V + iW}{1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right)} \quad (\text{A-1-1})$$

$$R = r_0 A^{1/3}$$

が光学模型による解析で用いられた。best fit ポテンシャルの探索は、2段階に分かれている。第一段階は、 V の値を 100, 75, 50 MeV に固定し a を 0.40, 0.45, 0.50 fm と変えて W と r_0 を決定することであり、第二段階は、第一段階で得られたポテンシャルから出発して4つのパラメータ V, W, r_0, a について best fit 値を探索することである。用いられた Coulomb ポテンシャル $V_c(r)$ は

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) & r \leq R_c \\ \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} & r > R_c \end{cases}$$

$$R_c = r_c (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) \quad (A-1-2)$$

であり, 探索手順中 Coulomb radius parameter r_c は 1.20 fm に固定した。こうして得られた best fit ポテンシアルは, 透過係数 T_l , したがって部分反応断面積 σ_l について同じ結果を与える。grazing angular momentum l_{gr} は $T_l = 1/2$ となる l として定義される。best fit ポテンシアルは, 各々の V の初期値に対して存在しており, 本論文中で示したポテンシアルは3つの典型例と考えるべきである。

a quarter-point analysis ^{AP-1)} によれば, 簡単に l_{gr} と全反応断面積 σ_R を評価することからできる。弾性散乱の微分断面積がラザフォード散乱のその 1/4 になる角度を quarter-point angle と呼ぶ $\theta_{1/4}$ で表わすと, l_{gr} は

$$l_{gr} = \eta \cot(\frac{1}{2} \theta_{1/4}) \quad (A-1-3)$$

で与えられる。ここに η は Sommerfeld parameter

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \quad (A-1-4)$$

である。また、 σ_R は strong absorption radius R と、そこでの Coulomb ポテンシャル B_C を用いて

$$\sigma_R = \pi R^2 \left(1 - \frac{B_C}{E}\right) \quad (A-1-5)$$

で与えられる。ここに、 R は

$$R = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E} \left[1 + \csc\left(\frac{1}{2}\theta_{1/4}\right)\right] \quad (A-1-6)$$

である。

σ_{gr} と σ_R に対する a quarter-point analysis の結果は、吸収が強い重イオン核反応では光学模型による解析結果とよく一致することが知られている。
AP-2,3)

付録 2 $\alpha - \gamma$ (Ge(Li)) 同時測定における absolute cross section の求め方

α 粒子 と γ 線の同時測定で明らかになった
 いろいろな反応チャネルの absolute cross section
 (AP-4)
 σ_{coin} は Westerberg et al. に従って次の式から
 求められた。

$$\frac{\sigma_{\text{coin}}}{\sigma_{\text{sing}}} = \frac{N(\text{coin})}{\Omega_G N(\text{sing})} \cdot \frac{1 + \alpha}{b} \cdot \frac{1}{(1 - \Omega_0 W_1)^{\langle M_Y \rangle - 1}} \cdot \frac{1}{W(90^\circ)}$$

ここに、 σ_{sing} は singles (inclusive) α 粒子の微分断面積、 $N(\text{coin})$ 、 $N(\text{sing})$ は実験で得られた coincidences yields および singles yields、 Ω_G は着目している γ 線に対する Ge(Li) 検出器の photo-peak efficiency である。 α はその γ 遷移に対する内部転換係数で、 b は branching ratio である。 $1 / (1 - \Omega_0 W_1)^{\langle M_Y \rangle - 1}$ は γ 線多重度に対する補正で、この項は着目している γ 線が Ge(Li) 検出器で検出されたとき残りの $(\langle M_Y \rangle - 1)$ 個の γ 線は同時に検出されないことを保障してい

る。 Ω_0 は Ge(Li) 検出器の γ 線に対する全検出効率, $\langle M_\gamma \rangle$ は平均の γ 線多重度で, W_1 は $(\langle M_\gamma \rangle - 1)$ 個の γ 線の角度分布に対する補正である。等方的であるとして $W_1 = 1$ を使った。ここで注意しておくべきことは, Ω_0 としては回路系のディスクリを通さない前の全 γ 線検出効率を用いなければならないということである。 Ω_0 は 6.0%, $\langle M_\gamma \rangle = 18.4$ で $(1 - \Omega_0 W_1)^{\langle M_\gamma \rangle - 1} = 0.340$ であった。大きな補正項であることがわかる。 $W(90^\circ)$ は着目している γ 線の角分布に対する補正で, discrete γ 線に対して反応平面内外で測定された角分布^{AP-5)} から $W(90^\circ) = 1/1.2$ を得た。

γ 線の内部転換とは, 核と軌道電子の直接の電磁相互作用によって核の励起エネルギーが軌道電子に与えられ K, L, M, ... 殻の電子が放出される現象で, 内部転換の確率 w_e と γ 線放出の確率 w_γ の比 $\alpha = w_e / w_\gamma$ を内部転換係数と定義する。表 AP-2-(c) に, absolute cross section を求めるために用いた γ 遷移と, それに対する K, L_I, L_{II}, L_{III} 電子による内部転

換係数の値を示す。

b は着目している γ 遷移が全 γ -flow に対して占める強度の割合で、偶-偶核の場合は低励起状態で yrast cascade が 100 % と仮定した。奇核の場合は、 (HI, xn) 反応において γ - γ 同時測定で得られたデータ^{AP-6)}を基にその branching ratio を決定した。表 AP-2-iii) にその結果を示す。

付録3 γ 線多重度

α 粒子放出に関与する各反応チャネルについて平均の γ 線多重度は次のようにして決定される。平均 $\langle M_\gamma \rangle$ 個の γ 線が等方的に放出されたとき, Ge(Li)検出器で着目する γ 線が光電効果によりその全エネルギーを失ない photo-peak として測定される確率 w_1 は

$$w_1 = \Omega_G^P (1 - \Omega_G^T)^{\langle M_\gamma \rangle - 1} \quad (\text{AP-3-1})$$

で与えられる。ここに, Ω_G^P は Ge(Li) 検出器の着目する γ 線に対する photopeak efficiency で Ω_G^T は全検出効率である。 $(1 - \Omega_G^T)^{\langle M_\gamma \rangle - 1}$ は, 残りの $(\langle M_\gamma \rangle - 1)$ 個の γ 線のうち1個も同時には検出しない確率である。

また, 着目する γ 線が Ge(Li) 検出器で photo-peak として測定され, 同時に残りの $(\langle M_\gamma \rangle - 1)$ 個の γ 線のうち少なくとも1個が NaI(Tl) 検出器で測定される確率 w_2 は,

$$\omega_2 = \Omega_G^P (1 - \Omega_G^T)^{\langle M_Y \rangle - 1} [1 - (1 - \Omega_N^T)^{\langle M_Y \rangle - 1}] \quad \dots (AP-3-2)$$

で与えられる。ここに、 Ω_N^T は NaI(Tl)検出器の γ 線に対する全検出効率である。

α - γ (GeLi) 同時測定 の yield N_{double} と、 α - γ (GeLi) - γ (NaI(Tl)) 同時測定 の yield N_{triple} との比は

$$\frac{N_{\text{triple}}}{N_{\text{double}}} = \frac{\omega_2}{\omega_1} = 1 - (1 - \Omega_N^T)^{\langle M_Y \rangle - 1} \quad (AP-3-3)$$

で与えられる。これより求めるべき平均の γ 線多重度 $\langle M_Y \rangle$ は

$$\langle M_Y \rangle = \frac{\ln(1-R)}{\ln(1-\Omega_N^T)} + 1 \quad (AP-3-4)$$

$$R = \frac{N_{\text{triple}}}{N_{\text{double}}}$$

となる。

次に、 γ 線を放出し始める状態の分布を考慮し、 M_Y 個の γ 線を放出する確率を $P(M_Y)$ とする。また、 α - γ - γ 角度相関に対する補正を ω_Y とすると (AP-3-3) 式から出発して

$$R = \int_0^{\infty} [1 - (1 - w_Y \Omega_N^T)^{M_Y - 1}] P(M_Y) dM_Y \quad (\text{AP-3-6})$$

となる。 $P(M_Y)$ は

$$\int_0^{\infty} P(M_Y) dM_Y = 1 \quad (\text{AP-3-7})$$

と規格化されているとする。 (AP-3-6) 式は

$$\ln(1 - w_Y \Omega_N^T) = \phi \quad (\text{AP-3-8})$$

を使って,

$$\phi + \ln(1 - R) = \ln \int e^{\phi M_Y} P(M_Y) dM_Y \quad (\text{AP-3-9})$$

と表わせる。右辺を ϕ について Taylor 展開す

ると

$$\ln f(\phi) = \ln f(0) + \phi \cdot \frac{f'(0)}{f(0)} + \frac{\phi^2}{2} \frac{f''(0)f(0) - \{f'(0)\}^2}{f(0)^2} + \dots$$

$$f(\phi) = \int e^{\phi M_Y} P(M_Y) dM_Y$$

(AP-3-10)

$$f^{(n)}(\phi) = \int e^{\phi M_Y} M_Y^n P(M_Y) dM_Y$$

より,

$$\ln \int e^{\phi M_Y} P(M_Y) dM_Y = \phi \langle M_Y \rangle + \frac{\phi^2}{2} \sigma_Y^2 + \frac{\phi^3}{6} S_Y + \dots$$

(AP-3-11)

AP-7) となる。ここに、 $\langle M_Y \rangle$, σ_Y , S_Y ... は Y 線多重度の第 1, 2, 3 ... モーメントと呼ばれる量で、それぞれ

$$\langle M_Y \rangle = \int M_Y P(M_Y) dM_Y$$

$$\sigma_Y = \int (M_Y - \langle M_Y \rangle)^2 P(M_Y) dM_Y$$

(AP-3-12)

$$S_Y = \int (M_Y - \langle M_Y \rangle)^3 P(M_Y) dM_Y$$

と定義される。第 1 モーメントは平均量、第 2 モーメントは width (幅)、第 3 モーメントは skewness (ゆがみ) としてよく知られている。(AP-3-9, 11) 式から求めるべき平均の Y 線多重度 $\langle M_Y \rangle$ は

$$\langle M_Y \rangle = 1 + \frac{1}{\epsilon} \ln(1-R) - \frac{\epsilon}{2} \sigma_Y - \frac{\epsilon^2}{6} S_Y - \dots \quad (\text{AP-3-13})$$

となる。width σ_Y 以上のモーメントを無視し $w_Y=1$ とおくと (AP-3-13) 式は前半の議論で得られた簡便な式 (AP-3-4) 式に一致することが容易にわかる。

$\langle M_Y \rangle$ に対する σ_Y , S_Y ... の効果は ϵ の値に

よって決まる。いまの実験条件では $\Omega_N^T = 3.8\%$ で (AP-3-8) 式から $\epsilon = -0.039$ である。よって ϵ^2 以上の項 (skewness S_γ 以上の $\epsilon - \chi^2$) は無視してよいと考えられる。Geoffroy et al.^{AP-8)} による $^{154}\text{Sm} + ^{16}\text{O}$ (153 MeV) 反応での測定および Sarantites et al.^{AP-9)} による $^{159}\text{Gd} + ^{12}\text{C}$ (112 - 165 MeV) 反応での測定を参考にして、 α 粒子放出チャネルに対して

$$\sigma_\gamma \cong 9$$

(AP-3-14)

$$S_\gamma \cong -0.5$$

とすると, (AP-3-13) 式で $\sigma_\gamma = S_\gamma = 0$ の場合に比べて $\langle M_\gamma \rangle$ の値は 2% 大きくなる。したがって實際上, width σ_γ についても無視しえることがわかる。本論文では σ_γ 以上の項を無視した。また, ϵ を与える (AP-3-8) 式で,

$w_\gamma \Omega_N^T$ が 1 より十分に小さいことを考慮し,

$$\ln(1 - w_\gamma \Omega_N^T) \approx -w_\gamma \Omega_N^T \text{ なる近似を用いた。}$$

w_γ としては, いくつかの discrete γ 線に対して測定された α - γ 角度相関から $w_\gamma = 1/1.2$ を使った。 α - γ - γ 角度相関は α - γ 角度相関と同じ

であるとは定した。

さらに, NaI(Tl) 検出器の中性子に対する
検出効率を考慮に入れねばならない。γ線の
検出効率に対する中性子の検出効率の比を η ,
放出される中性子の個数を x とすると $\langle M_\gamma \rangle$ に
対する補正項は $-\eta x$ と考えられる。したが
って $\langle M_\gamma \rangle$ は

$$\langle M_\gamma \rangle = 1 - C \frac{\ln(1-R)}{\Omega_N^T} - \eta x \quad (AP-3-15)$$

$$C=1.2$$

$$\eta=0.16$$

で与えられた。 η の値は、第II-1章で述べた
ように time-of-flight法によって決定された。

付録4 完全融合反応に対する臨界角運動量

l_{cr} と grazing angular momentum l_{gr}

— Wilczyński と Bass の方法 —

重イオン同士の衝突において完全融合に導く最大の軌道角運動量である臨界角運動量 l_{cr} は、重イオン間に僅か力がある臨界半径 R_{cr} で0になるような軌道角運動量として定義される。すなわち重イオン間のポテンシャルを $V_l(r)$ とすると

$$\left. \frac{dV_l(r)}{dr} \right|_{r=R_{cr}} = 0 \quad (AP-4-1)$$

となる l が l_{cr} と定義される。このとき R_{cr} でのポテンシャルの値に等しい入射エネルギーを臨界エネルギー E_{cr} と呼ぶことにする。

$$E_{cr} = V_{l_{cr}}(R_{cr}) \quad (AP-4-2)$$

(AP-4-2)式は、入射核と標的核が R_{cr} まで近づくことができることを保証し、(AP-4-1)式は、

R_{cr} で重イオン間の力が 0 (したがって $l < l_{cr}$ では引力) になることを保証している。

$V_l(r)$ は, Coulomb, centrifugal, nuclear ポテンシャルの和で与えられ

$$V_l(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2} + V_N(r) \quad (AP-4-3)$$

AP-10)

である。Wilczyński に よると, $V_N(r)$ として液滴模型を使い, R_{cr} を half-density radius R_1, R_2 の和として与えると, l_{cr} は (AP-4-1) 式から

$$l_{cr}^2 \approx \frac{\mu(R_1+R_2)^3}{\hbar^2} \left[2\pi(\gamma_1+\gamma_2) \frac{R_1 R_2}{R_1+R_2} - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1+R_2)^2} \right] \quad \dots (AP-4-4)$$

となる。ここに, R は

$$R_i = 1.11 A_i^{1/3} \text{ fm} \quad , \quad (AP-4-5)$$

surface tension coefficient γ は

$$\gamma_i = 0.99 \left\{ 1 - 1.78 \left(\frac{N_i - Z_i}{A_i} \right)^2 \right\} \text{ MeV/fm}^2 \quad \dots (AP-4-6)$$

で与えられている。

また, ^{AP-11)} Myers は half-density radius R として

$$R_i = 1.16 A_i^{1/3} \left[1 - \left(\frac{1}{1.16 A_i^{1/3}} \right)^2 \right] \quad (\text{AP-4-7})$$

を与えている。

表 AP-4-(i) に, $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$, $^{159}\text{Tb} + ^{10}\text{B}$, $^{159}\text{Tb} + ^6\text{Li}$, $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ 系に対して計算された l_{cr} の値をまとめておく。ここで注意しておかねばならないことは, $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) および $^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) 反応では, 入射エネルギーは (AP-4-2) 式で決まる臨界エネルギーより小さいため, ^{AP-10)} Wilczyński の方法で決定される l_{cr} は大きすぎる値になるということである。

このような場合は, ^{AP-12)} 次に述べる Bass の方法で l_{cr} を求めるべきである。また, ^{AP-13)} Siwek-Wilczyńska et al. は, R として Myers による式 (AP-4-7) を用いたがこの場合は, (AP-4-5) 式を用いる場合に比べて小さな値を与える。本論文中で, Wilczyński の方法による値とは, R として Myers の式を用いた計算値を指す。

^{AP-12)} Bass は, 入射軌道角運動量の内部スピン

への移行による centrifugal ポテンシャルの減少の効果を考慮に入れて入射エネルギーを3つの領域に分けて考えている。(AP-4-1,2)式によって第一臨界エネルギー E_1 と第一臨界角運動量 $l_{cr}(E_1)$ を定義する。Bassの表現に従って,

$$E_1 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \left[1 + \frac{1-x}{2x} - \frac{1}{x} \frac{d}{R_1 + R_2} \right]$$

$$l_{cr}(E_1) = \sqrt{\frac{1-x}{2y}} \quad (\text{AP-4-8})$$

で与えられる。ここには, x, y は次元なしのパラメータで

$$x = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2) a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3}}$$

(AP-4-9)

$$y = \frac{\hbar^2}{2\mu^2 (R_1 + R_2)^2 a_s A_1^{1/3} A_2^{1/3}}$$

である。また, R は

$$R_i = r_0 A_i^{1/3}$$

(AP-4-10)

$$r_0 = 1.07 \text{ fm}$$

を使う。 a_s は (AP-4-4) 式の surface tension

coefficient γ と

$$2\pi(\gamma_1 + \gamma_2) \approx \frac{a_s}{r_0^2} \quad (\text{AP-4-11})$$

なる関係があり

$$a_s = 17.0 \quad \text{MeV} \quad (\text{AP-4-12})$$

を用いる。 d は核表面の質量分布の diffuseness に対応するパラメータで

$$d = 1.35 \text{ fm} \quad (\text{AP-4-13})$$

ととられた。

Bass はさらに、第二臨界エネルギー E_2 と第二臨界角運動量 $l_{cr}(E_2)$ を

$$l_{cr}(E_2) = \frac{1}{f} l_{cr}(E_1) = \frac{1}{f} \sqrt{\frac{1-x}{2y}} \quad (\text{AP-4-14})$$

$$E_2 = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \left[1 + \frac{1}{f^2} \frac{1-x}{2x} - \frac{1}{x} \frac{d}{R_1 + R_2} \right]$$

で定義した。 f は入射軌道角運動量の内部スピンの移行による減衰率 (damping factor) である。

l_{cr} の入射エネルギー E 依存性を図 AP-4-(2) に示す。

$E \leq E_1$ では, (AP-4-1, 2) 式

$$\frac{dV_l(r)}{dr} = 0$$

$$E = V_l(r)$$

を r と l について解いて臨界半径 $R_{cr}(E)$ と臨界角運動量 $l_{cr}(E)$ が求められる。ならない。

このとき $R_{cr}(E) \geq R_1 + R_2$, $l_{cr}(E) \leq l_{cr}(E_1)$ で, 等号は $E = E_1$ のときのみ成り立つ。

$E_1 \leq E \leq E_2$ では, $l_{cr}(E)$ は $l_{cr}(E_1)$ と $l_{cr}(E_2)$ を直線で内挿して求められる。

$E_2 \leq E$ では

$$l_{cr}(E) = l_{cr}(E_2)$$

で与えられる。

Wilczyński と Bass の方法は基本的に同じ考え方によるので, 同じ結果が得られることが期待される。 $^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ (115 MeV) および $^{209}\text{Bi} +$

^{14}N (115 MeV) 反応に対して Bass の方法で計算された l_{cr} の値を表 AP-4-(ii) に示す。表 AP-4

(ii) との比較により, Wilczyński と Bass の方法で求められた l_{cr} の値はほぼ一致していると言える。しかし, これらの反応では入射エネルギーが第一臨界エネルギーを越えていないので Bass の方法による l_{cr} の値は Wilczyński のそれより小さくなる。また, 同じ理由で l_{cr} は "まさつ" の効果による damping factor ξ には依らない値となっている。

grazing angular momentum l_{gr} は Wilczyński によれば "maximum angular momentum" と呼ばれ, maximum distance R_{max}

$$R_{max} = 1.36 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 0.5 \text{ fm} \quad (\text{AP-4-15})$$

を使って

$$l_{gr} = R_{max} \sqrt{2\mu(E - V_{CB})/\hbar^2} \quad (\text{AP-4-16})$$

で定義される。 V_{CB} は距離 R_{max} での Coulomb ポテンシャルで, μ は換算質量である。

一方 Bass は, interaction radius R_{int}

$$R_{int} = R_1 + R_2 + d_{int} \quad (\text{AP-4-17})$$

$$d_{int} = 2d = 2.70 \text{ fm}$$

と、そこでの $l=0$ に対するポテンシャルの障壁の高さ B_{int} を用いて

$$l_{gr} = R_{int} \sqrt{2\mu(E - B_{int})/\hbar^2} \quad (AP-4-18)$$

を与えた。 B_{int} は $R_{int} > R_{cr}(E)$ のとき

$$B_{int} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \left[\frac{R_1 + R_2}{R_{int}} - \frac{1}{\alpha} \frac{d}{R_1 + R_2} \exp\left(-\frac{d_{int}}{d}\right) \right] \quad \dots (AP-4-19)$$

$R_{int} < R_{cr}(E)$ のとき

$$B_{int} = B_{cr}(E) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R_1 + R_2} \left[\frac{R_1 + R_2}{R_{cr}(E)} - \frac{1}{\alpha} \frac{d}{R_1 + R_2} \exp\left(-\frac{d_{cr}}{d}\right) \right] \quad \dots (AP-4-20)$$

で与えられる。ここには、 d_{cr} は

$$R_{cr}(E) = R_1 + R_2 + d_{cr} \quad (AP-4-22)$$

である。表 AP-4-(i), (ii) には両者の方法で求められた l_{gr} の値も載せてある。弾性散乱の光学模型による解析から得られた l_{gr} の値 57 と比較して、両者とも一致は良いといえる。

付録 5 Kinematics

測定された核分裂片の角分布を fissile nucleus の静止系 (便宜的に以後重心系とよぶ) へ変換するときの kinematics をここにまとめる。

実験室系の直交座標系を $x y z$ で示し、重心系のそれを $1 2 3$ で示す。座標系は、fissile nucleus の反跳方向を $x(1)$ 軸、反応平面に垂直に $z(3)$ 軸、 $y(2)$ 軸は右手系をなすように選ぶ。fissile nucleus の反跳ベクトルを \vec{v}_R 、核分裂片の速度ベクトルを実験室系で \vec{v}_f^{lab} 、重心系で \vec{v}_f^{cm} とし、その極座標をそれぞれ $(\theta^{lab}, \phi^{lab})$, (θ^{cm}, ϕ^{cm}) とする。目的は、 $(\theta^{lab}, \phi^{lab})$ から (θ^{cm}, ϕ^{cm}) への変換である。図 AP-5-(1) に座標の相互関係を示す。 $x y z$ (1 2 3) 成分に対する運動量保存則より

$$\left\{ \begin{array}{l} v_f^{cm} \sin \theta^{cm} \cos \phi^{cm} = v_f^{lab} \sin \theta^{lab} \cos \phi^{lab} + v_R \\ v_f^{cm} \sin \theta^{cm} \sin \phi^{cm} = v_f^{lab} \sin \theta^{lab} \sin \phi^{lab} \\ v_f^{cm} \cos \theta^{cm} = v_f^{lab} \cos \theta^{lab} \end{array} \right.$$

... (AP-5-1)

が成り立つ。(AP-5-1)式から, ϕ^{cm} , θ^{cm} を ϕ^{lab} , θ^{lab} および核分裂片の重心系での運動エネルギー E_f^{cm} で表わすと

$$\left[\begin{aligned} \tan \phi^{cm} &= \frac{\sin \theta^{lab} \sin \phi^{lab}}{\sin \theta^{lab} \cos \phi^{lab} - \frac{1}{\xi}} \\ \cos \theta^{cm} &= \frac{\xi}{\eta} \cos \theta^{lab} \\ \eta &= \sqrt{\frac{2E_f^{cm}}{E_R}} \\ \xi &= \sqrt{\frac{2E_f^{lab}}{E_R}} = \sin \theta^{lab} \cos \phi^{lab} + \sqrt{\sin^2 \theta^{lab} \cos^2 \phi^{lab} - (1-\eta^2)} \end{aligned} \right. \quad (AP-5-2)$$

となる。ここに, E_R は fissile nucleus の反跳エネルギー, E_f^{lab} は核分裂片の実験室系での運動エネルギーである。ここで, ϕ^{cm} , θ^{cm} が E_f^{lab} ではなくて E_f^{cm} を用いて与えられたのは, 測定された核分裂片の運動エネルギーは標的でのエネルギー損失のため正しい E_f^{lab} を与えないためである。一方, E_f^{cm} は, fissile nucleus ^{AP-14)} の質量数 A および電荷 Z に対する依存性から評価される。図 AP-5-(2) にその依存性を示

す。いまの場合, $A=219$ $Z=88$ であるから, 核分裂片の全運動エネルギー $[E_K]$ は 160 MeV と評価される。測定された核分裂片は広いエネルギー領域に分布しているが, その中心値は fissile nucleus が等しい質量と電荷に2つに割れた場合でその運動エネルギーは $E_f^{\text{cm}} = [E_K] / 2 \cong 80 \text{ MeV}$ である。

微分断面積に対する立体角の変換は

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\Omega_{\text{lab}}}{d\Omega_{\text{cm}}} = \frac{\sin A}{\sin B} \cos(B-A) \\ \cos A = \sin \theta^{\text{lab}} \cos \phi^{\text{lab}} \\ \cos B = \sin \theta^{\text{cm}} \cos \phi^{\text{cm}} \end{array} \right. \quad (\text{AP-5-3})$$

となる。

Table AP-2-(i)

Conversion coefficient for the transition used for each reaction channel.

reaction channel	E_{γ} (keV)	transition	residual nucleus	α_K	α_{L_I}	$\alpha_{L_{II}}$	$\alpha_{L_{III}}$	α^{sum}
$\alpha 6n$	203.2	$17^+/2-13^+/2$	$^{163}_{Yb}$	0.16	0.018	0.036	0.025	0.239
$\alpha 5n$	262.4	$4^+ - 2^+$	$^{165}_{Yb}$	0.08	0.009	0.012	0.0075	0.1085
$\alpha 4n$	206.1	$17^+/2-13^+/2$	$^{165}_{Yb}$	0.155	0.017	0.034	0.024	0.2300
$2\alpha 3n$	227.5	$4^+ - 2^+$	$^{162}_{Er}$	0.116	0.0129	0.0191	0.0133	0.1613
$2\alpha 4n$	198.6	$17^+/2-13^+/2$	$^{161}_{Er}$	0.167	0.0175	0.033	0.024	0.242
$3\alpha n$	297.2	$6^+ - 4^+$	$^{160}_{Dy}$	0.051	0.0058	0.0050	0.0033	0.0651

Table. AP-2-(ii) Branching ratio of the transition
used for each reaction channel.

Reaction channel	transition	b
$\alpha 6n$	$17^+/2-13^+/2$	0.8
$\alpha 5n$	$4^+ - 2^+$	1.0
$\alpha 4n$	$17^+/2-13^+/2$	0.60
$2\alpha 3n$	$4^+ - 2^+$	1.0
$2\alpha 4n$	$17^+/2-13^+/2$	0.71
$3\alpha n$	$6^+ - 4^+$	1.0

Table AP-4-(i) The critical angular momentum for complete fusion and the grazing angular momentum deduced from the method of Wilczynski.

system	half-density radius		reduced mass	ℓ_{cr}	ℓ_{gr}
	R (fm)	R (fm)	μ	(\hbar)	(\hbar)
$^{159}_{Tb} + ^{14}_N^{a)}$	2.44	6.13	12.9	48	$58^c)$
$^{159}_{Tb} + ^{14}_N^{b)}$	2.68	6.01	12.9	52	
$^{209}_{Bi} + ^{14}_N^{a)}$	2.44	6.74	13.1	53	$57^c)$
$^{159}_{Tb} + ^{10}_B^{a)}$	2.10	6.13	9.41	39	
$^{159}_{Tb} + ^6_{Li}^{a)}$	1.56	5.95	5.78	27	

critical angular momentum

$$\ell_{cr}^2 \approx \frac{\mu (R_1 + R_2)^3}{\hbar^2} \left[2\pi (\gamma_1 + \gamma_2) \frac{R_1 R_2}{R_1 + R_2} - \frac{Z_1 Z_2 e^2}{(R_1 + R_2)^2} \right]$$

surface tension coefficient

$$\gamma_i = 0.99 \left\{ 1 - 1.78 \left(\frac{N_i - Z_i}{A_i} \right)^2 \right\} \text{ MeV/fm}^2$$

half-density radius

$$a) \quad R_i = 1.16 A_i^{1/3} \left[1 - (1 / 1.16 A_i^{1/3})^2 \right] \text{ fm}$$

$$b) \quad R_i = 1.11 A_i^{1/3} \text{ fm}$$

c)

$$R = 1.36 (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + 0.5 \text{ fm}$$

Table AP-4-(ii)

The critical angular momentum for complete fusion
deduced from the method of Bass.

system	f	a_s (MeV)	E_1 (MeV)	E_2 (MeV)	$\ell_{cr}(E_1)$ (\hbar)	$\ell_{cr}(E_2)$ (\hbar)	$\ell_{cr}(E)$ (\hbar)	$\ell_{gr}(E)$ (\hbar)
$^{159}\text{Tb} + ^{14}\text{N}$ 102.9 MeV	5/7	17.0	114.3	183.3	55.9	78.3	51	61
$^{209}\text{Bi} + ^{14}\text{N}$ 107.3 MeV	5/7	17.0	131.7	203.4	61.4	86.0	50	59

E_1 : the first critical energy

E_2 ; the second critical energy

$\ell_{cr}(E_1)$: the first critical angular momentum for complete fusion

$\ell_{cr}(E_2)$: the second critical angular momentum for complete fusion

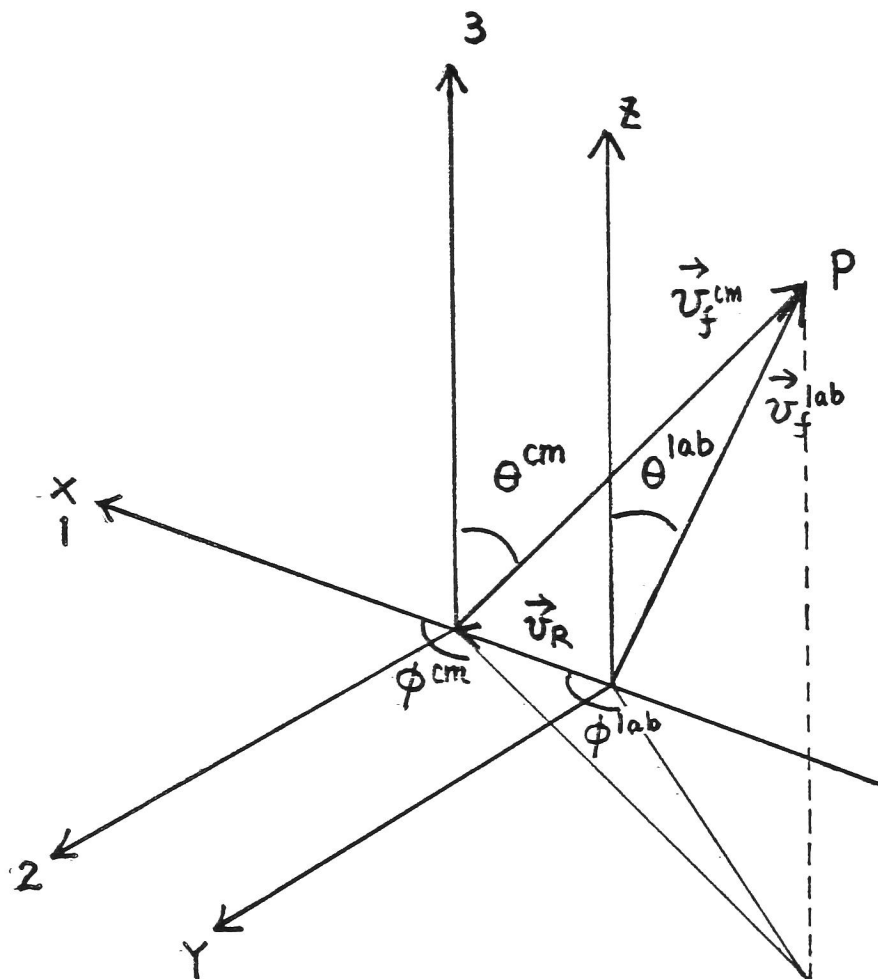
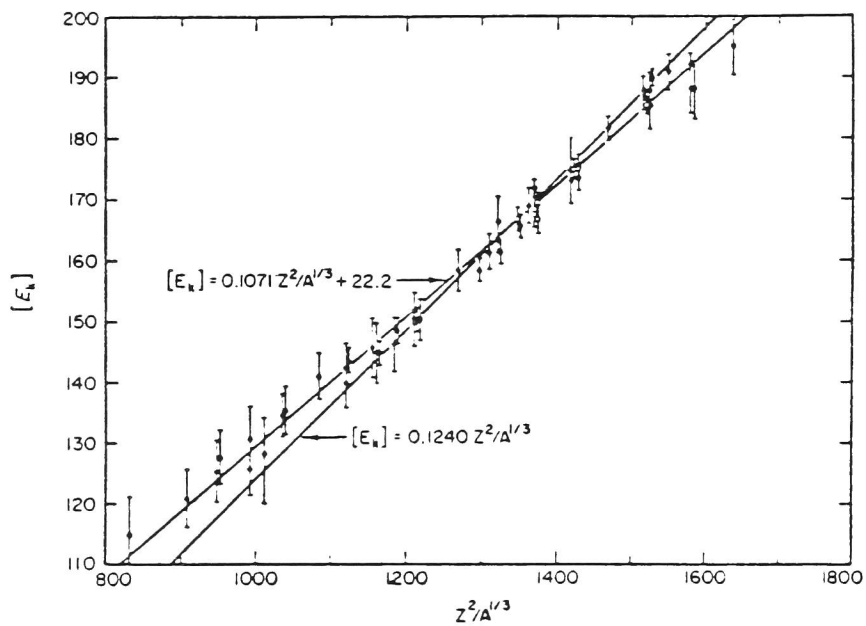


Fig.AP-(5)-(1)

Velocity diagram in the laboratory and the center of mass systems.



Dependence of $[E_k]$, the most probable value of the total fission-fragment kinetic energy, on the Coulomb energy parameter $Z^2/A^{1/3}$. Z and A are the charge and mass number of the fissioning (compound) nucleus. ● Semiconductor data, ○ time-of-flight data. Plotted points are corrected values (or reported values, if no correction was necessary) listed in Table X-1. Where measurements have been made on the same compound nucleus at more than one excitation energy by the same experimenters, only the average of these values is plotted. [From Viola (1966).]

Fig. AP-(5)-(2)

[文献 AP-14)より]

REFERENCES

- AP-1) J.S. Blair, Phys. Rev. 95(1954)1218
- AP-2) F. Videb k, R.B. Goldstein, L. Grozins and S.G. Steadman,
Phys. Rev. C15(1977)954
- AP-3) R. Vandenbosch, M.P. Webb, P. Dyer, R.J. Puigh and R. Weisfield,
Phys. Rev. C17(1978)1672
- AP-4) L. Westerberg, D.G. Sarantites, R. Lovett, J.T. Hood,
J.H. Barker, C.M. Currie and N. Mullani, Nucl. Instr. Method
145(1977)295
- AP-5) K. Ieki, M. Ishihara, T. Nomura, H. Utsunomiya, T. Sugitate,
S. Kohmoto and Y. Gono, IPCR Cyclotron Progr. Rep. 14(1980)
- AP-6) L. Richter, H. Backe, E. Kankeleit, F. Weik and R. Willwater,
Phys. Lett. 71B(1977)74; L.L. Riedinger, G.J. Smith, P.H. Stelson
E. Eichler, G.B. Hagemann, D.C. Hensley, N.R. Johnson,
R.L. Robinson and R.O. Sayer, Phys. Rev. Lett. 33(1974)1346
; S.A. Hjorth, H. Ryde, K.A. Hagemann, G. Lovhoiden and
J.C. Waddington, Nucl. Phys. A144(1970)513
- AP-7) この展開法は 家城和夫氏との議論の中から生まれた。
- AP-8) K.A. Geoffroy, D.G. Sarantites, M.L. Halbert, D.C. Hensley,
R.A. Dayras and J.H. Barker, Phys. Rev. Lett. 43(1979)1303

AP-9) D.G. Sarantites, L. Westerberg, M.L. Halbert, R.A. Dayras,
D.C. Hensley and J.H. Barker, Phys. Rev. C18(1978)774

AP-10) J. Wilczynski, Nucl. Phys. A216(1973)386

AP-11) W.D. Myers, Nucl. Phys. A204(1973)465

AP-12) R. Bass, Nucl. Phys. A231(1974)45

AP-13) K.Siwiek-Wilczynska, E.H. du Marchie van Voorthuysen,
J. van Popta, R.H. Siemssen and J. Wilczynski,
Phys. Rev. Lett. 42(1979)1599

AP-14) R. Vandenbosch and J.P. Huizenga, in Nuclear Fission
(Academic Press, New York and London, 1973) p.293